UNITED STATES AIR FORCE
CAMBRIDGE RESEARCH CENTER
GEOPHYSICS
RESEARCH LIBRARY

ARCHIV FÜR METEOROLOGIE, GEOPHYSIK UND BIOKLIMATOLOGIE

HERAUSGEGEBEN VON

DOZENT DR. W. MÖRIKOFER
PHYSIKALISCH-METEOROLOGISCHES OBSERVATORIUM
DAVOS

PROF. DR. F. STEINHAUSER
ZENTRALANSTALT FÜR METEOROLOGIE UND GEODYNAMIK
WIEN

SERIE A
METEOROLOGIE UND GEOPHYSIK

BAND 10, 1. HEFT
MIT 23 TEXTABBILDUNGEN
(ABGESCHLOSSEN AM 7. MAI 1957)

WIEN
SPRINGER-VERLAG
1957

Arch. Met. Geoph. Biokl. A.

Serie A, Band 10 **Inhaltsverzeichnis** Heft 1

Seite

Staley, D. O. Some Comments on Physical Processes at and near the Tropopause. (With 4 Figures) 1

Di Benedetto, Felice. Analysis of the Vorticity and Divergence of the Thermal Wind in Pure Geostrophic Flow 20

Haurwitz, B. and G. M. Sepúlveda. The Geographical Distribution and Seasonal Variation of the Semidiurnal Pressure Oscillation in High Latitudes. (With 2 Figures) 29

Courvoisier, H. W. Großwetterverhältnisse, Entstehung und Vorauserkennung mehrtägiger Niederschlagsperioden im Westalpengebiet. (Mit 2 Textabbildungen) 43

Davis, Paul A. An Investigation of a Method for Predicting Dew Duration. (With 11 Figures) 66

Drimmel, J. Ergänzung zur Arbeit: Zur Physik der Taubildung an der Erdoberfläche 94

Saxer, L. und W. Sigrist. Ein selbstkompensierender Elektrometerröhrenverstärker zur Registrierung des luftelektrischen Potentialgefälles. (Mit 2 Textabbildungen) 96

Malkowski, G. Über die Lage von Spheric-Peilungen in der 500 mb-Karte. (Mit 2 Textabbildungen) 101

Buchbesprechungen 107

Handbuch der Physik — Encyclopedia of Physics. Herausgegeben von S. Flügge. Band XLVII: Geophysik I. (F. Steinhauser). — Petterssen, S., Weather Analysis and Forecasting. Band II: Weather and Weather Systems. 2. Aufl. (F. Steinhauser). — Georgii, W., Flugmeteorologie. 2. Aufl. (F. Steinhauser). — Neis, B., Fortschritte der meteorologischen Forschung seit 1900 (W. Mörikofer). — Antarctica in the International Geophysical Year (Geophysical Monograph: No. 1) (W. Mörikofer). — The Airglow and the Aurorae. Herausgegeben von E. B. Armstrong und A. Dalgarno (Vol. 5 of Special Supplements to Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics) (F. Steinhauser). — Bruns, E., Handbuch der Wellen der Meere und Ozeane. 2. Aufl. (F. Steinhauser). — Köhler, H., Grundzüge der Erschütterungsmessung im besonderen Hinblick auf die Belange der angewandten Seismik. (Geophysikalische Monographien: Band I) (F. Steinhauser). — Stumpff, K., Die Erde als Planet. 2. Aufl. (F. Steinhauser). — Aller, L. H., Gaseous Nebulae. (The International Astrophysics Series: Band III) (F. Steinhauser). — Geologie und Geophysik. Mitteilungen aus dem geologischen und paläontologischen Institut der Karl-Marx-Universität Leipzig (M. Topercer).

Das

„Archiv für Meteorologie, Geophysik und Bioklimatologie"

erscheint in zwangloser Folge in zwei parallelen Serien:

Serie A Meteorologie und Geophysik: Allgemeine, theoretische und synoptische Meteorologie, Geophysik der Atmosphäre, des Meeres und des festen Erdbodens.

Serie B Allgemeine und biologische Klimatologie: Allgemeine und medizinische Klimatologie, Agrar- und Mikroklimatologie, Meteorobiologie, Strahlungsforschung.

Die beiden Serien können unabhängig voneinander bezogen werden. Die Hefte werden einzeln berechnet und zu Bänden von 400 bis 500 Seiten vereinigt.

Das Archiv soll wissenschaftlich einwandfreie Arbeiten von allgemein fachlichem Interesse veröffentlichen. Es werden deshalb nur Originalarbeiten aufgenommen, die neue Erkenntnisse bringen, und zwar Aufsätze größeren Umfanges wie auch kleine Mitteilungen. Gelegentlich wird auch durch Sammelreferate über die neuesten Ergebnisse einzelner Spezialgebiete ein Überblick über den jeweiligen Stand eines bestimmten Problems gegeben werden, wobei besonders durch Hervorheben der noch ungelösten Fragen der weiteren Forschung Anreiz geboten werden soll. Schließlich werden auch kritische Buchbesprechungen auf bedeutende Neuerscheinungen aus unserem Wissensgebiet hinweisen.

Die Verfasser werden gebeten, den Text möglichst knapp zu fassen und historische Einleitungen tunlichst zu vermeiden. In den beigegebenen Tabellen ist die Wiedergabe unverarbeiteten, umfangreichen Beobachtungsmaterials zu vermeiden; auch sollen die Resultate im allgemeinen nicht durch Tabellen und Kurven gleichzeitig wiedergegeben werden. Die Tabellen sollen eine Überschrift tragen.

Fortsetzung auf der III. Umschlagseite

551.510.54 : 551.511

(University of Wisconsin, Department of Meteorology, Madison)

Some Comments on Physical Processes at and near the Tropopause[1]

By

D. O. Staley

With 4 Figures

Abstract. The major physical processes at and near the tropopause are evaluated; these processes are radiation, convection and turbulence, advection and vertical convergence. Calculations of instantaneous long wave radiative temperature change for observed and postulated moisture distributions show that radiation usually acts to smooth the temperature profile. Observations and the principle of continuity show that convection is infrequent and unimportant in establishing the tropopause. General principles and numerical integration of the heat conduction equation for special cases show that turbulence will act to smooth the temperature profile unless flux has a certain relationship to hydrostatic stability. Observations, calculations and the principle of continuity show that advection and vertical convergence cannot be universal mechanisms of tropopause formation.

Zusammenfassung. Die grundlegenden physikalischen Prozesse an und in der Nähe der Tropopause werden bestimmt; diese Prozesse sind Strahlung, Konvektion und Turbulenz, Advektion und Vertikalakonvergenz. Berechnungen von momentanen Temperaturänderungen durch langwellige Strahlung für beobachtete und vorgegebene Feuchtigkeitsverteilungen lassen erkennen, daß die Strahlung gewöhnlich das Temperaturprofil auszugleichen sucht. Beobachtungen und das Kontinuitätsprinzip zeigen, daß Konvektion selten und für die Bildung der Tropopause unwichtig ist. Allgemeine Prinzipien und numerische Integration der Wärmeleitungsgleichung für spezielle Fälle zeigen, daß die Turbulenz das Temperaturprofil auszugleichen sucht, außer wenn der Wärmestrom in spezieller Beziehung zur hydrostatischen Stabilität steht. Beobachtungen, Berechnungen und das Kontinuitätsprinzip führen zu der Feststellung, daß Advektion und vertikale Konvergenz nicht als allgemeine Mechanismen für die Bildung der Tropopause angesehen werden können.

Résumé. L'auteur évalue les processus physiques fondamentaux de la tropopause et à sa proximité; ces processus sont le rayonnement, la convection et la turbulence, l'advection et la convergence verticale. Le calcul

[1] The research reported here was supported in part by the Geophysical Research Directorate, A. F. Cambridge Research Center.

de variations instantanées de la température dûes au rayonnement de grande longueur d'onde, par une distribution observée et supposée de l'humidité, montre qu'en général le rayonnement semble atténuer et égaliser le profil de la température. Les observations et le principe de continuité font admettre que la convection est rare et de peu d'importance pour la formation de la tropopause. Des principes généraux et une intégration numérique de l'équation de transmission de chaleur pour des cas spéciaux montrent que la turbulence tend à égaliser le profil de température à moins que le flux de chaleur ne soit en relation spécifique avec la stabilité hydrostatique. Des observations, des calculs et le principe de continuité prouvent que l'advection et la convergence verticale ne peuvent être considérées comme étant des mécanismes généraux pour la formation de la tropopause.

I. Introduction

The greater variety, quantity and quality of upper air observation of recent years make possible a quantitative reevaluation of elementary physical processes at and near the tropopause and a reassignment of their relative importance for tropopause formation, persistence and structure. The purpose of this paper is to make a reevaluation of the importance of *radiation*, *convection* and *turbulence*, and *advection* and *vertical convergence*.

It is helpful first to summarize the status of radiation-convection explanations and also the tropopause 'sharpening' explanations. Turbulence, and advection and vertical convergence have received only infrequent attention and reference to them will be deferred until Sections IV and V.

Evolution of radiation-convection explanations. A series of explanations of the tropopause and stratosphere on the basis of radiation and convection began in 1909.

With the assumption that the higher atmosphere is in radiative equilibrium with the earth's surface and space above, Humphreys [*1*] calculated its temperature. This and other assumptions are very questionable and the only reliable qualitative conclusion is that higher levels, in the absence of heat sources, will be cooler than the surface. Neither the vertical temperature distribution nor the height of any transition from lapse to isothermal was computed. Gold [*2*] sought to explain the separation of the atmosphere into troposphere and stratosphere, but he did not attempt to explain their temperature distributions. The method was to assume layers of differing lapse rates whose thicknesses were adjusted to give radiative equilibrium for each layer. He found radiative equilibrium for an upper isothermal layer which extends down to $p_o/4$, where p_o is surface pressure, and which exchanges radiation with an adiabatic lower layer. The next major development came with Emden's [*3*] calculation of the temperature distribution for radiative equilibrium under the assumptions of grey radiation and a prescribed moisture distribution based on an empirical formula. Computed lapse rates between the surface and 3130 m ranged from 23.5 C/km to 10 C/km respectively. Above this height lapse rate continued to decrease and smoothly approached zero at infinite height. At the surface there was a negative

temperature discontinuity. Thus it appeared that vigorous convection would occur up to and considerably beyond 3130 m. The net result according to EMDEN would be to establish a 'convective' troposphere extending to the heights observed. Above the troposphere, radiative equilibrium and very small lapse rates would remain undisturbed to form the stratosphere.

MÖLLER [*4*] was the first to deal with the so-called 'sharpness' of the tropopause and suggested a possible mechanism for maintaining the abrupt change of lapse rate at the tropopause. MÖLLER shows that radiation from the surface of a humid but unsaturated layer, a cloud or a haze layer will produce discontinuous cooling in the vertical provided concentration of water vapor, water droplets or haze particles falls off *discontinuously*. He was able to show the cooling rates as functions of height through these layers for *assumed* discontinuities of (a) water vapor, (b) haze and (c) haze and water vapor. *Discontinuous* cooling rates occurred in all cases. MÖLLER's results for discontinuous radiators are especially striking when compared with his computed cooling rates at and near the tropopause in an atmosphere having only continuity of water vapor (Fig. 2). The tropopause for this case is a point of maximum warming, with less intense warming extending downward to about 9 km and upward to more than 12 km. The tropopause at 10 km warms almost 2 C/day. He concludes that radiation of water vapor alone cannot account for the abrupt break in the temperature curve. MÖLLER's results led him to suggest that the tropopause must be the upper surface of a haze layer, the upper boundary to which dust particles, condensation nuclei, and other material can be carried by convection and vertical motion. In further support of this he cites several infra-red photographs of the tropospheric-stratospheric boundary.

GOODY [*5*] took up anew the problems of the transition from troposphere to stratosphere and stratosphere temperature as a function of latitude and season. He assumes, along with GOLD and EMDEN, that the tropopause "represents the point of division between a region where heat exchange is mainly due to convection (troposphere), and a region where heat exchange is due to radiation (the stratosphere)". The troposphere interacts with the stratosphere only through the upward flux of radiation it contributes. It is considered, despite the markedly subadiabatic assumed lapse rate, to be in convective equilibrium, and within, experiences neither turbulent nor radiative temperature changes. The stratosphere is now assumed to be in radiative equilibrium, and he derives the condition on temperature at and above the tropopause. He finds a negative temperature discontinuity at the tropopause and the lapse rate of the lower stratosphere to be less than the lapse rate of the upper troposphere. Because of hydrostatic instability at the discontinuity, the troposphere, now released, is postulated to rise until the discontinuity is "ironed" out. The final result would be, according to this argument, a discontinuity of lapse rate.

The basic notion set forth in the papers of GOLD and EMDEN has been generally accepted.

II. Temperature and moisture structure

Temperature structure. In subsequent sections the quantitative evaluation of physical processes at the tropopause requires accurate knowledge of the temperature profile in the tropopause vicinity. By way of illustration, radiational heat transfer within a reasonably homogeneous medium effects a smoothing of the temperature profile, as does turbulent enthalpy diffusion for a wide range of assumptions regarding the diffusion coefficient; convectional layers are commonly associated with layers having dry adiabatic lapse rates; differential advection in the vertical, if any, has important implications for the temperature profile.

The familiar plot of a radiosonde run on a pseudo-adiabatic diagram is a series of connected straight line segments approximating the true temperature profile, which is smoother by an amount which may be determined from a knowledge of the recording characteristics of the radiosonde and response of the temperature element. Conceivably, the apparently abrupt spatial changes of lapse rate at the tropopause as well as at the base of tropospheric inversions could be crude approximations to a much smoother profile. The familiar equation relating instrumental temperature T_i to environmental temperature T_e is

$$\frac{dT_i}{dt} = -\frac{1}{\lambda}\left(T_i - T_e\right), \tag{1}$$

where t is time and λ is the lag coefficient of the radiosonde thermistor. The latter is related to pressure, and BADGLEY[1] has determined experimentally this relation for pressures ranging from 1000 mb down to 100 mb. Selected values are 3.0, 4.3, 6.7 and 9.5 sec at 1000, 500, 200 and 100 mb respectively. The thermistor thus responds quickly in the lower troposphere but slowly at tropopause heights. Lag causes the thermistor to give a smoother temperature profile, displaces upward and underestimates extremes, both effects varying directly as the lag. The radiosonde trace and the balloon's known rate of ascent determine T_i and $\mathrm{d}T_i/\mathrm{d}t$. Choice of a mean pressure for the layer in question specifies λ, and T_e follows directly from eq. (1).

A detailed examination has been made of more than a dozen original radiosonde traces obtained at the Sandpoint Naval Air Station and of a wire sounding through a trade wind inversion off the southern California coast. Some of these cases are discussed below and were chosen because in each the tropopause could be uniquely located and each represents a frequently observed type. The cases will be discussed in terms of $\partial^2 T/\partial z^2 \equiv k$ at the tropopause and the lapse rate $-\partial T/\partial z \equiv \gamma$ below and above it. The former is proportional to the curvature of the temperature profile and for convenience will here be referred to as *curvature*. These cases afford estimates of the minimum magnitudes of curvature at the tropopause as well as a comparison with values at inversion bases. Radiosonde temperatures were read off the original traces at 100 ft

[1] Relationship evaluated during course on meteorological instruments at the Department of Meteorology and Climatology, University of Washington.

intervals in roughly a two thousand feet layer including the tropopause or inversion. Although the trace is not a continuous curve, such a subdivision is usually possible and a conservative smoothing was used at the levels which lay in the gaps of the trace.

Figs. 1a—c show instrumental and environmental temperatures in the region of the tropopause on three different occasions. Heights are measured in hundreds of feet above a convenient level below the tropopause. Lapse rates in layers just below and just above the tropopause are indicated. Estimated *minimum* curvatures are given at the tropopause, since the characteristics of the trace prevent further refinement

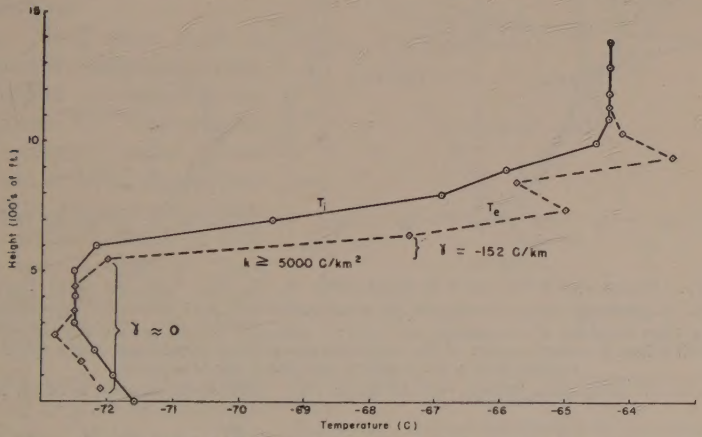

Figure 1a. Tropopause of 1500 GCT 26 March 1955 at Sand Point Naval Air Station. Solid lines represent thermistor temperature, T_i, and dashed lines environmental temperature, T_e. Approximate values of lapse rate, γ, are given. Heights are measured from a convenient level a few hundred feet below the tropopause

and curvature may even be much larger. Just above the tropopause $\gamma = -152$ C/km in fig. 1a, and $\gamma = -95$ C/km in fig. 1b. At the tropopause curvature k shows one or two maxima in fig. 1a, while in fig. 1b there is a single maximum of 3.4×10^3 C/km^2. Just above the tropopause the thermistor lags the environmental temperature by about 3 C in fig. 1a and by 1 or 2 C in fig. 1b. In the case shown in fig. 1c, the tropopause is surmounted by two inversions. In the lower part of the second inversion, $\gamma = -49$ C/km.

Fig. 1d shows a tropopause not surmounted by a stratospheric inversion. Below the tropopause $\gamma = 5.2$ C/km for the layer from 850 to 1550 ft. At the tropopause $k \geq 1.7 \times 10^2$ C/km^2. Although the actual curvature here may be smaller than in the previous cases, and the lapse rate below the tropopause is markedly subadiabatic, it should be noted that the transition from troposphere to stratosphere takes place within a layer of less than 100 ft thickness.

Fig. 1e shows an inversion occurring near 500 mb. Below the inversion $\gamma = 5.7$ C/km, while immediately above its base, $\gamma = -39$ C/km. In this case $k \geq 1.48 \times 10^3$ C/km^2.

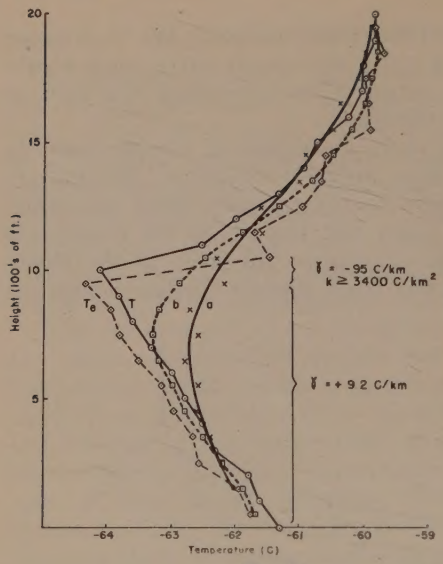

Fig. 1b.

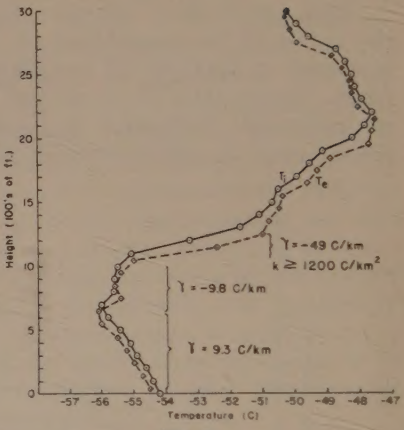

Fig. 1c.

Figure 1b. Tropopause of 0900 GCT 28 March 1955. T_i, T_e and γ have the same significance as in fig. 1a. A minimum value of curvature (k), is given. Curves a and b represent respectively new T_i profiles at later times for K = constant and $\partial K/\partial z$ = constant. Crosses pertain to curve a and oscillation with height is a stable aspect of the numerical integration. Heights are measured from a convenient level a few hundred feet below the tropopause

Figure 1c. Tropopause of 0900 GCT 29 March 1955. Representation same as in fig. 1a, b

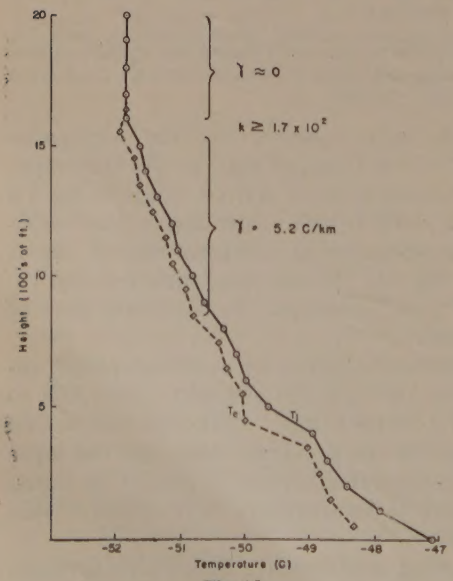

Fig. 1d.

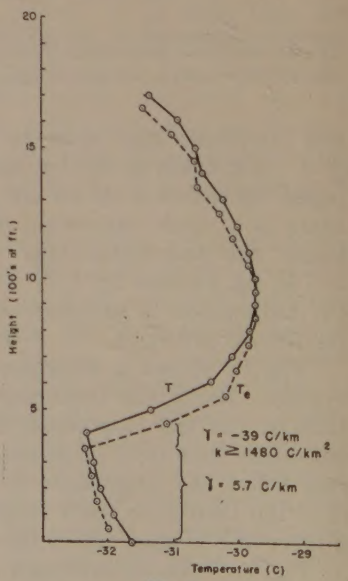

Fig. 1e,

Figure 1d. Tropopause of 1500 GCT 29 March 1955. Representation same as in fig. 1a, b

Figure 1e. Inversion near 500 mb at 1500 GCT 29 March 1955. Representation same as in fig. 1a, b

Fig. 1f shows a trade wind inversion off the California coast, as given by KERR [6]. Since this was a wire sounding, no corrected temperature curve appears. The mixing ratio curve will be discussed later in connection with computations in Section III, below. For the present we merely note that $\gamma \approx 9.8$ C/km in the marine layer below the inversion base, $\gamma = -175$ C/km in the inversion, while $k \geq 5.5 \times 10^3$ C/km^2 at the inversion base.

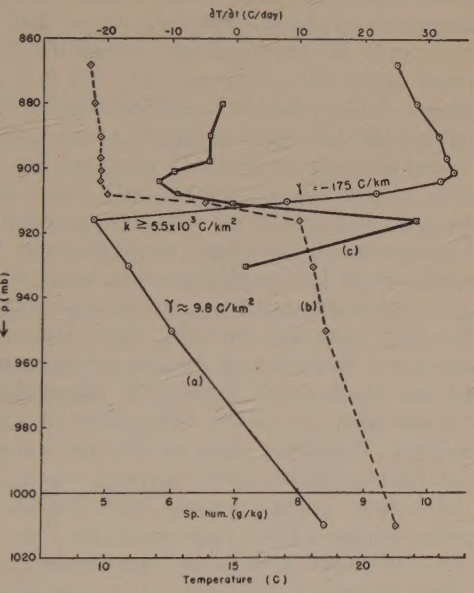

Figure 1f. Vertical distributions of a: temperature; b: specific humidity; c: instantaneous cooling $\partial T/\partial t$ by water vapor long wave radiative cooling in a trade wind inversion. Lapse rates (γ) and curvature (k) are also given. Temperature and humidity curves after KERR [6]

Figs. 1a—f thus show a number of important features. The complet transition from troposphere to stratosphere very frequently takes place within a layer of thickness less than 100 ft; further resolution of the original trace is not feasible, and it may be that the transition occurs much more abruptly, or, in other words, that the curvature is effectively infinite. The same is true for tropospheric inversion bases. Moreover, the abrupt transition can occur not only when the upper troposphere lapse rate approaches adiabatic and the lower stratosphere is strongly inversional, but also when the upper troposphere lapse rate is much less than dry adiabatic and the lower stratosphere is isothermal. Thus the straight line segments on pseudoadiabatic diagrams are in many cases negligibly exaggerated representations of the actual temperature profile. The lapse rates in the lower stratosphere are comparable with those in tropospheric inversions. We may conclude that (a) lapse rate often changes completely from tropospheric to stratospheric within a layer whose thickness is something less, possibly much less, than 1/350th the height of troposphere and, (b) the tropopause region shows a temperature profile which is often very similar to that through an inversion of the troposphere.

Moisture structure. Until recently the moisture distribution at and near the tropopause was relatively unknown. Some of the more recent and presumably more reliable results will be mentioned here. For 130 high altitude aircraft flights over England, BANNON et al [7] have obtained from frost point hygrometer measurements the moisture distribution from 500 mb to about 200 mb. In the mean ascent curves

for both summer and winter the frost point lapse rate was slightly discontinuous at the tropopause, frost point falling off more rapidly just above the tropopause. On individual days, a marked decrease of frost point lapse rate was usually associated with a marked inversion in the lower stratosphere. They point out that this latter feature is a frequent occurence at tropospheric inversions. When discontinuities of frost point lapse rate occurred, they did not always coincide with the tropopause. Mean relative humidity was relatively constant below the tropopause, but fell off abruptly to small values in the region above. Values below range from 40 to 45 per cent; at the tropopause it is 42 per cent and falls to 13 per cent 25 mb above and 2.2 per cent 100 mb above. In only 3 of 106 cases was 100 per cent relative humidity found at the tropopause. Brewer [*8*] noted recently that the frost point hygrometer reads about 1 C, or slightly less, lower than air temperature in air which was obviously saturated, so that saturation is probably somewhat more frequent than indicated by these flights. The small stratosphere humidities are related more to the temperature lapse rate discontinuity than to the frost point lapse rate discontinuity. When flights penetrated considerably above the tropopause, it was noted that frost point ceased falling. Recalling that saturation mixing ratio lines on the pseudo-adiabatic diagram slope upward to the left, with higher values to the right, frost point constant with height implies mixing ratio increasing with height. Thus, according to these observations, mixing ratio at some distance above the tropopause may even increase again. More observations of this sort, but consistently reaching higher altitudes, have been reported recently by Murgatroyd et al [9]. The results are similar to those given above, except that a discontinuity of frost point lapse rate was the exception at the tropopause, showing that mixing ratio just above the tropopause continues to decrease at its upper tropospheric rate. Frost point and therefore mixing ratio were found to increase again 10,000 to 15,000 ft above the tropopause. Barrett et al [*10*] have made several balloon measurements to 30 km. Occasional saturated layers were found both above and below but not at the tropopause. They found that, although relative humidity in the stratosphere was much lower than in the upper troposphere, mixing ratio again increased at some distance above the tropopause. The small relative humidities are here again very clearly related to the temperature inversion, rather than to an increase in frost point lapse rate. Brasefield [*11*] made balloon measurements of humidity to 35 km by means of a hygristor. On a number of occasions when dew point was obtained reliably in the stratosphere, he found that it increased above the tropopause and around 20 km even exceeded tropopause temperature. This shows that mixing ratio began to increase again above the tropopause.

These results are qualitatively consistent, and we may summarize them as follows: Relative humidity in the mean falls off rapidly to small values above the tropopause. Frost point lapse rate sometimes changes discontinuously to slightly larger values just above the tropopause,

the amount of change related to the amount of temperature lapse rate change. Several thousand feet above the tropopause frost point becomes constant or increases with height. This increase of mixing ratio is significant because optical path length and radiational temperature change depend on mixing ratio. The frequency of saturation at the tropopause is still in doubt, but appears to be small.

III. Radiation

Gross features. In postulating an atmosphere with one fixed lapse rate throughout, or alternatively, divided into two layers differing in thickness and lapse rate, GOLD set a subsequently often observed precedent of assuming much of the desired result at the outset of the investigation. Evaluating only the radiation budget of layers of preassigned thickness and lapse rates leaves unanswered the questions of how in the first place the layers assumed such thicknesses and lapse rates, both of which affect emission, and what, if anything, motivates an extremity of a layer to maintain radiative identity with the main mass of the layer. On the latter point, MILNE [*12*] has pointed out that the upper part of GOLD's isothermal layer, which extends down to $p_0/4$, cools while the lower part warms, both effects tending to destroy the isothermal condition; moreover, EMDEN [*3*] and MÖLLER [*4*] have shown that a selectively absorbing isothermal atmosphere cannot be in radiative equilibrium unless it receives black body radiation of its own temperature from both sides. Other evidence could be cited, and it is a general principle that radiational temperature change in a medium having no discontinuities and reasonable homogeneity of the radiating element should tend to reduce curvature maxima.

HAURWITZ [*13*] argued that earlier theories of the formation of the stratosphere must be discarded because of the discovery of the adequacy of ozone in heating high layers of the atmosphere.

By abandoning preconceived layers of immutable identity and regarding temperatures and lapse rates as complete unknowns to be furnished by theory, EMDEN [*3*], more recently KING [*14*], and others avoid a major difficulty in GOLD's work. As is to be expected, the radiative equilibrium temperature profiles obtained were smooth. However, another difficulty now arises. A radiative equilibrium temperature distribution depends on the assumed moisture distribution, and it is impossible to infer what moisture distribution should correspond with a given temperature distribution since the moisture distribution is a function of, among other things, condensation, molecular diffusion, and turbulent diffusion on all scales from the upper limit of molecular motion to synoptic. Hence, except for very gross features, the problem of radiative equilibrium temperature distribution is indeterminate. From this standpoint alone, the vertical extent of any ensuing hydrostatic instability and the lapse rate above any implied convectional layer are also indeterminate.

More meaningful for the over-all picture of radiation is LONDON's [*15*] calculation of the instantaneous radiational temperature change. For

the month of March he found the largest radiational heat loss occurring in mid-troposphere around 3—4 km at all latitudes. Maximum cooling amounted to 1.5—2.0 C/day. LONDON found, for the atmosphere as a whole, latent heat of condensation offsetting 70 per cent, and conduction from below 30 per cent of the radiational loss, which shows clearly that what has thus far been called the 'convective' troposphere could more properly be called either a 'radiative-turbulent' or a 'radiative-convective' troposphere, if these terms are to indicate the major physical processes. Most important, these calculations show a smooth vertical variation of cooling rates, or no tendency for gross radiation by itself to establish a discontinuity of lapse rate.

With respect to the gross features of radiation, then, we may draw the following conclusion: It is not possible to break up the atmosphere into layers and find a common behavior throughout each individual layer, and the over-all effect of radiation, if no discontinuity of a radiating component occurs, is to wipe out curvature of the temperature profile.

Detailed features. Turning now to a somewhat more detailed view of the tropopause, we come to the study by GOODY [5], who also divided the atmosphere into two layers and postulated absence of turbulence and convection in the stratosphere, and held the tropospheric lapse rate and temperatures at all levels constant. Here again there is no

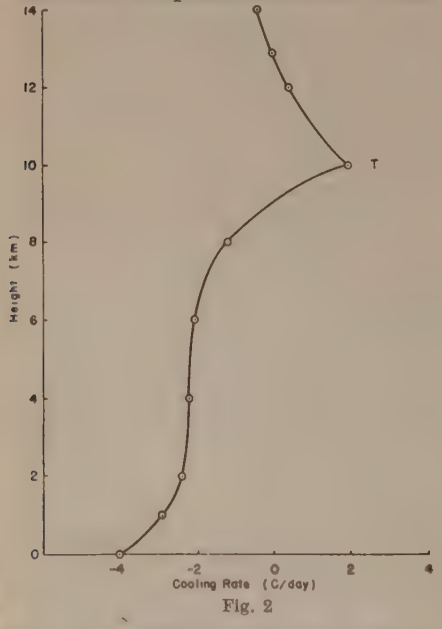

Fig. 2

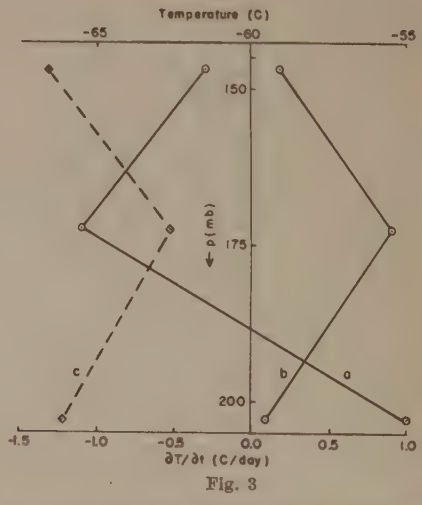

Fig. 3

Figure 2. Radiative cooling versus height due to water vapor after MÖLLER [4]. T indicates tropopause level. Actual heights are given

Figure 3. Vertical distributions of a: temperature; b, c: instantaneous radiative cooling $\partial T/\partial t$ by water vapor for observed mixing ratios, and for mixing ratios extrapolated from the troposphere respectively

justification for this separation on the basis of radiation alone, for it is well known that the lower stratosphere is not in radiative equilibrium, and instantaneous radiative cooling in the upper troposphere is as large or larger than in the lower stratosphere. Also, there is considerable evidence from the study of diffusion of smoke puffs, the complete diffusive separation of gases at and above tropopause heights, and clear air turbulence that in the stratosphere turbulence is of importance.

As mentioned above, MÖLLER [*4*] in a work unnoted by GOODY, found a warming peak of nearly 2 C/day at the tropopause due to water vapor radiative warming. Fig. 2 shows his results, and instantaneous warming shows no tendency toward GOODY's radiative equilibrium. It should be noted that although the assumed humidity at the tropopause is 30 per cent higher than the recent observations in England indicate, no inversion of temperature is assumed in the lower stratosphere, a common enough condition which would lead to greater warming at the tropopause.

MÖLLER's results are based on arbitrary conditions, but the recent observations noted above, together with a tabular method by BROOKS [*16*] for solving Bruinenberg's equation for radiational temperature change due to water vapor, make it possible to compute the instantaneous radiative temperature change for the real atmosphere. Curve *a* of fig. 3 shows a sounding from BRASEFIELD [*11*] and curve *b* the instantaneous radiative temperature change at and near the tropopause. It is seen that the tropopause is a level of warming relative to layers above and below it. In this sounding mixing ratio increased in the stratosphere. Since this may not be the universal condition at the tropopause, mixing ratio was next extrapolated into the stratosphere from its value in the upper tropopshere by retaining its upper troposphere decrease with decrease of pressure. This gave very low humidities and mixing ratios in the stratosphere compared with the first case. Humidities drop from more than 50 per cent at the tropopause to less than 5 per cent at 100 mb. Curve *c* shows the results for this case. Warming of the tropopause relative to layers below and above again occurs.

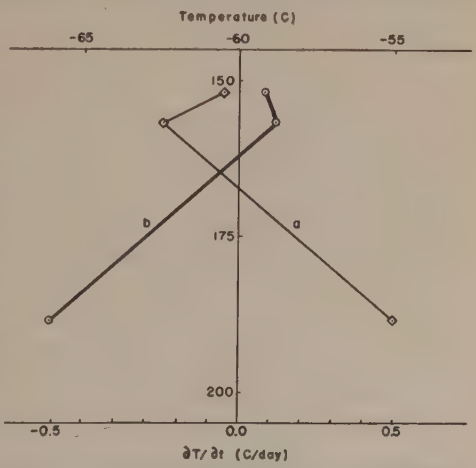

Figure 4. Vertical distribution of a: temperature; b: instantaneous radiative cooling by water vapor based on a sounding by BARRETT *et al* [*10*]

As a second example, a sounding by BARRETT et al [10] was used. Fig. 4 shows the results. The tropopause is again a level of warming relative to layers above and below.

Next to be considered is the possibility that a moderate discontinuity

of lapse rate of mixing ratio can give cooling at the base of an inversion or a curvature maximum in the temperature profile. As a test of this we will compute the radiative temperature change at the base of the trade wind inversion, which characteristically shows a first order discontinuity of moisture. Specifically we will use a detailed wire-sounding by Kerr [6] through a well developed inversion. This is shown in fig. 1f, in which lapse rates and curvature are indicated. Temperature and moisture are known at 100 ft intervals. Relative humidity falls from nearly 100 per cent at the base of the inversion to 20 per cent at the top. Curve *c* shows the instantaneous radiative temperature change. The inversion base is a point of maximum warming (13 C/day.) and the top is a point of maximum cooling (21 C/day). Radiation of water vapor here acts to destroy the curvature, rather than increase it. One is here struck with the necessity for some intense physical process to counteract this curvature destruction.

At the tropopause the much smaller water vapor content means that instantaneous temperature change will be much smaller. But even here, a first order discontinuity in moisture of the magnitude sometimes observed is inadequate to give cooling. In fact, the small moisture content in the stratosphere means that a relatively larger percentage of radiation is received from warmer layers some distance above the tropopause.

It will be recalled that in order to obtain cooling Möller therefore suggested a haze or cloud layer with its upper surface at the tropopause. In the absence of solar radiation he obtained a cooling rate of 12 C/day at the top of an assumed haze layer of 1.67 km thickness. However the assumptions concerning the absorption and scattering properties of haze layers are somewhat arbitrary and difficult to evaluate. Also, it might be argued that even if such a haze or cloud layer were present in sufficient concentration to give discontinuous cooling, absorption of solar radiation during the day would heat the layer and destroy the temperature discontinuity. However, it may be shown that this absorption is relatively small. Although little is known of the absorption and scattering of short wave radiation by haze layers, the short wave radiative processes in a cloud of water droplets are fairly well known from the work of Albrecht [17] and Neiburger [18]. Transmissions by cirrus clouds as obtained by Haurwitz [19] suggest that ice crystal clouds have crudely similar properties. The outstanding results are that reflection and transmission in stratus greatly exceed absorption for thicknesses up to 500 m and various combinations of droplet size and liquid water content. For a particular combination of the latter parameters and solar radiation intensity, Albrecht computed a heating of 0.03 C/min, and a cooling from long wave radiation of 5 C/min. Thus if a cloud or haze layer with radiative properties like those for stratus, or possibly a discontinuity of water vapor were present at the tropopause, it could cool by long wave radiation both night and day. Hence Möller's conclusions cannot be disregarded without actually ascertaining directly or indirectly that no such effective haze or cloud layer is present at the

tropopause. The following evidence suggests continuity of all radiating components at the tropopause:

1. The moisture distributions of Bannon et al [*7*], Barrett et al [*10*], Shellard [*20*], Brasefield [*11*], and Murgatroyd et al [*9*], all show continuity of water vapor at the tropopause.

2. Haze, which presumably consists of small water droplets, is undoubtedly present in greater quantities in the troposphere, as shown by the Explorer photograph (Stevens [*21*]) and recent searchlight research by Elterman [*22*]; yet there is no evidence that haze is non-existent in the stratosphere or that it has a zero order discontinuity at the tropopause. Even if discontinuities exist, experience gained in the lower troposphere indicates that they may occur at a level other than the tropopause.

3. Greater and greater cooling and hence gradually increasing lapse rate should be found as one approaches the top of the haze layer from below, if a discontinuity of radiating component occurs at the tropopause. Also, the lapse rate should approach or exceed adiabatic toward the top of the layer if cooling is strong enough. Neither of these conditions is consistently observed as one approaches the tropopause from below; a distinct tropopause with large curvature is very frequent with a variety of lapse rates and curvatures in the upper troposphere.

4. Gergen[1] has measured total radiation absorbed by a spherical black body as a function of height from the surface well into the stratosphere in more than 50 cases. The results suggest that, regardless of the sign of the radiative temperature change, it warms the tropopause relative to layers below and above. One or two possible exceptions were found which appeared to be related to the occurrence of cirrus clouds with large emissivity.

Brewer and Houghton [*23*] made direct measurements from aircraft of radiative fluxes between the surface and the lower stratosphere. The measured divergence of radiative flux was very nearly the same as that given by radiation charts. The emissivity of cirrus clouds was found to depend very much on their thickness and structure. In some cases the emissivity was very little different from that of a layer of water vapor of the same thickness. Too few ascents were made to ascertain a relative frequency of occurrence of cirrus types and the associated radiative cooling profile. Whatever its frequency of occurrence, formation at the tropopause must be the result of cooling processes other than a concentrated radiative cooling, since this can only occur after a cloud is already present. Thus, while a conclusive answer awaits actual measurement of particle concentration and net radiation at the tropopause under all conditions, the evidence indicates that a discontinuous upper boundary of cloud, haze or dust is the exception, and hence that tropopause curvature is not increased through radiation from such an upper boundary.

The effects of CO_2 are also such as to destroy curvature. Plass [*24*] studied the influence of the 9.6 μ ozone band on infrared cooling. A peak of 0.1 C/day warming was found at the tropopause.

[1] Research now in progress at the University of Minnesota, results to be published.

IV. Convection and turbulence

Gross features. If the troposphere is to be a region dominated by convection, then lapse rates should be dry adiabatic in regions of clear skies. This is not the case. In the lower troposphere the lapse rate is barely half way between isothermal and dry adiabatic, and in the upper troposphere only the lapse rate at the equator approaches dry adiabatic. Moist adiabatic lapse rates are not always accompanied by saturation. Continuity requires that the upward motion of convection in one location be compensated by downward motion in another. The distinctness and height of the tropopause would be related to such convective cells, but the tropopause surface shows no lumpiness or occasional disappearances that can be related to such activity. Graves [25] found, on the basis of radiosonde, wind, pressure and rainfall data from San Juan, Puerto Rico, that there is no relation between the high cold tropopause of the subtropics and convective activity in the troposphere.

A more subtle sort of convection would be possible according to formulations by Ertel [26] and Priestley and Swinbank [27]. They separate enthalpy flux into a mechanical part and a convective part, the latter resulting from buoyancy but not requiring a superadiabatic lapse rate for an upward flux. The convective part is an unmeasurable, and the interpretation and importance of the term are uncertain.

Turbulence in the ‚free' atmosphere is as yet poorly formulated. On the one hand the gradient wind and geostrophic wind simplifications of the equation of motion appear to be equally valid in troposphere and stratosphere, perhaps more so in the troposphere; in neither does friction appear to be of major importance in the equation of motion. On the other hand, studies of turbulent diffusion of smoke puffs in the stratosphere, clear air turbulence and diffusive separation indicate turbulence on several effective scales. Lettau [28] shows schematically a turbulent diffusion coefficient increasing from 10^3 cm²/sec at the surface to 10^5 cm²/sec near the tropopause and then decreasing smoothly again to 10^3 cm²/sec around 19 km. The lower stratosphere is thus given a diffusion coefficient within the range of values found in the first 100 m or so above the earth's surface.

From the foregoing we may conclude that (a) the troposphere is not intensively traversed by convective currents and that (b) turbulence in the stratosphere should not be neglected until the order of magnitude of its effects has been evaluated.

Detailed features. Little is known about the turbulent diffusion of enthalpy at tropopause heights. Certain possibilities may be excluded, however. That the Brunt [29] heat conduction equation

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z}\left[K\left(\frac{\partial T}{\partial z} + \Gamma\right)\right], \qquad (2)$$

with the coefficient of eddy conductivity, K, small compared with tropospheric values is an over-simplification at the tropopause may be demon-

strated by numerical integration for two simple cases. The finite difference equation may now be written for K variable as

$$T = \left[1 - \frac{2K(\Delta t)}{(\Delta z)^2}\right] T_0 + \left[\frac{K\Delta t}{(\Delta z)^2} - \frac{\Delta t}{\Delta z}\frac{\partial K}{\partial z}\right] T_1 + \\ + \left[\frac{K(\Delta t)}{(\Delta z)^2} + \frac{\Delta t}{\Delta z}\frac{\partial K}{\partial z}\right] T_2 + \frac{\partial K}{\partial z}\Gamma\Delta t \qquad (3)$$

where T_0 is the new temperature at level z after time interval Δt and T_0, T_1 and T_2 are the original temperatures at level z, and at distance Δz below and above the level z respectively.

First, let us assume K independent of height. By choosing a combination of K and the time and height intervals Δt and Δz such that $K(\Delta t)/(\Delta z)^2 = 1/2$, the finite difference equation takes on the familiar form

$$T = \frac{1}{2}\left(T_1 + T_2\right). \qquad (4)$$

Hence, in this case the new temperature at a level after time Δt is just the average of the original temperatures a distance Δz above and below the level. Equation (4) shows very clearly that for a constant diffusion coefficient, the curvature of the temperature profile tends to be destroyed. We now apply it to the sounding for 0900 GCT 28 March 1955 shown in fig. 1b. We assume that temperature is constant at $z = 0$ and $z =$ 2000 ft or about 1000 ft below and above the tropopause. Setting $\Delta z =$ 100 ft we obtain a simple relationship between Δt and K. Assigning K the values shown in the first column of Table 1, we obtain the values in the second column for Δt. The third column shows the length of time after fifteen time intervals for the various K. Curve a of fig. 1b shows the resulting temperature profile after 15 time intervals, as computed in a stepwise fashion from (4). Thus if $K = 10^2$ cm^2/sec, curve a represents the temperature distribution 19.4 hours later. The initial warming rates at the tropopause are given in the fourth column and in this case it is 2.95 C/day. On the other hand, if $K = 10^6$ cm^2/sec, curve a represents the temperature about a minute later. In this case the initial warming rate at the tropopause is 29,500 C/day. Clearly, regardless of the size of K within very wide limits, such tropopauses as those given in fig. 1 could never form in the first place under the assumption of a constant coefficient, and even if one did, it would be drastically smoothed within a day's time at most, possibly within minutes. Note that even

Table 1. *Corresponding values of K, Δt, 15 Δt and the initial warming rate at the tropopause of 0900 GCT 28 March 1955 assuming constant eddy conductivity*

K (cm^2/sec)	(Δt) (hr)	15 (Δt) (hr)	$\partial T/\partial t$ (C/day)
10^2	12.9	194	2.95
10^3	1.3	19.4	29.5
10^4	0.13	1.94	295
10^5	0.013	0.194	2950
10^6	0.0013	0.019	29500

for $K = 10^2$ cm^2/sec, which is three orders of magnitude less than the diffusion coefficients chosen by LETTAU, the initial warming rate is two or three times that found for water vapor radiation in the previous section.

As a second simple case, let us make what may at first seem like a much more realistic assumption. Let us assume that the diffusion coefficient decreases linearly from 5×10^4 cm^2/sec at the base of the layer to 10^3 cm^2/sec at the top. This is in excess of the rough, schematic decrease shown by LETTAU. The coefficients of (3) now depend on the level in question, and no simplification is possible. Here we again set $\Delta z = 100$ m but set $\Delta t = 93$ sec. The resulting temperature distribution after seven time intervals, or 10.7 min, is shown by curve *b* of fig. 1b. Here again the originally large curvature has been wiped out. Hence this decrease of K does not change the nature of the results, which are equally applicable to bases and tops of inversions of the troposphere.

Hence turbulent diffusion of enthalpy cannot be dismissed by arguments of order of magnitude of diffusion coefficients, and we may conclude that convergence of turbulent enthalpy flux in the absence of other processes will very quickly wipe out curvature of the temperature profile unless the turbulent enthalpy flux has certain relationships to stability. A discussion of these relationships has been given elsewhere by STALEY [*30*].

V. Advection and vertical convergence

Synoptic and dynamic techniques for dealing with upper air problems such as vertical motion, baroclinic disturbances and numerical forecasting in the free atmosphere have usually succeeded without recourse to consideration of diabatic processes or nonconservative forces (those which cannot be expressed as the gradient of a scalar quantity). In line with these successes, some meteorologists have suggested that a tropopause can be created by differential advection, or from vertical convergence together with horizontal divergence.

Little seems to be published on the application of differential advection to tropopause formation. However, upper air charts such as the 300, 250 or 200 mb charts show, at least in middle latitudes, such similar direction of flow that if differential advection is occurring, it would seem to be ineffective in counteracting turbulent or radiative temperature change, let alone in establishing a tropopause. It is to be noted that near the jet stream of middle latitudes, temperature and wind gradients are at a maximum, a priori the optimum conditions for differential advection. But here the tropopause is most tenuous. In the tropics horizontal temperature homogeneity and light winds prevail at most levels, but the tropopause appears to be a permanent, well developed feature.

Let us suppose that horizontal advection of cold air at the tropopause just balances diabatic warming by radiation. Then, letting a bar denote an average over a large horizontal area, say half a hemisphere,

$$\overline{\frac{d\theta}{dt}} = \overline{V_h \cdot \nabla_h \theta}. \tag{5}$$

The left hand member of (5) is of the order of 1 C/day. The angle between V_h and $\nabla_h\theta$, for $|V_h| = 20$ m/sec and $|\nabla_h\theta| = 1$ C/100 km, must everywhere be of the correct sign and of the order of 3 or 4 degrees. Over a large area this seems unlikely, and over half a hemisphere or over the whole earth it is difficult to imagine the configuration of $\nabla_h\theta$ or V_h which would everywhere give such an advection.

The possibility that vertical convergence may create a tropopause has been suggested by PALMÉN [*31*]. Thus the low '*tropopause funnel*' of deep cyclonic vortices was thought to result in this way. DOUGLAS [*32*], however, pointed out that the large horizontal divergence which must follow from the vertical convergence will develop anticyclonic vorticity in the vortex, which is inconsistent with observations. DOUGLAS suggested that radiation and turbulence were likely to be more important as mechanisms in reformation of the tropopause at a new level.

An insight may be gained into the importance of vertical convergence for tropopause formation, or for maintenance against radiational and turbulent dissolution, by the following procedure: Let us assume that θ depends only on height and time. Then

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial\theta}{\partial z}\right) = \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{d\theta}{dt}\right) - \frac{\partial w}{\partial z}\,\frac{\partial\theta}{\partial z}. \tag{6}$$

Averaging over a large horizontal area, say a whole hemisphere,

$$\overline{F_z} = \frac{\partial}{\partial z}\overline{\left(\frac{d\theta}{dt}\right)} - \overline{\frac{\partial w}{\partial z}}\,\frac{\partial\theta}{\partial z}, \tag{7}$$

where F_z is the vertical frontogenesis. If the diabatic warming gradient is 1 C/km/day, and $\partial\theta/\partial z = 5$ C/km, then $\overline{(\partial w/\partial z)} \sim 0.2 \times 10^{-5}\text{sec}^{-1}$ in order for neither frontogenesis nor frontolysis to occur. Now the magnitude of $\overline{(\partial w/\partial z)}$ observed goes down as the area of averaging is increased. The above value is only slightly smaller than values found for an area having several hundred kilometers on a side. It is certainly much too large for the area of a hemisphere. Furthermore, if it were this large, then anticyclonic vorticity would be created everywhere on this surface, a puzzling concept to say the least.

Thus, although horizontal advection and vertical convergence may be of importance in daily changes of stability above and below the tropopause, they seem unlikely mechanisms of tropopause formation.

VI. Conclusion

Explanations of tropopause formation as a consequence of radiation and convection are unsound, since the gross effect of radiation of water vapor and other constituents is to wipe out curvature of the temperature profile, and active convection is absent. Explanations of the large curvature of the existing tropopause temperature profile as being a result of radiation from the top of an effective haze or cirrus layer are not generally valid, since a variety of considerations including radiation measurements indicate that such layers are usually absent. Turbulent

enthalpy flux when applied in its common formulation indicates that curvature of the temperature profile will be wiped out unless the flux is related in a special way to hydrostatic stability. In fact a theory of tropopause formation based on divergence of the turbulent enthalpy flux has been presented by Staley [*30*]. Advection and vertical convergence are perhaps of importance in day-to-day changes of the tropopause, but are very questionable as mechanisms of tropopause formation.

References

1. Humphreys, W. J.: Vertical temperature gradient of the atmosphere, especially in the region of the upper inversion. Astrophys. J. **29**, 14—32 (1909).
2. Gold, E.: The isothermal layer of the atmosphere and atmospheric radiation. Proc. Roy. Soc. London, A, **82**, 43—70 (1909).
3. Emden, R.: Über Strahlungsgleichgewicht und atmosphärische Strahlung. Sitzungsber. k. Bayer. Akad. Wiss. Math.-phys. Klasse. 55—142 (1913).
4. Möller, F.: Die Wärmestrahlung des Wasserdampfes der Atmosphäre. Gerl. Beitr. Geophys. **58**, 11—67 (1941).
5. Goody, R. M.: The thermal equilibrium at the tropopause and temperature of the lower stratosphere. Proc. Roy. Soc. London, A. **197**, 487—505 (1949).
6. Kerr, D. E.: Propagation of short radio waves. Radiation Lab. Ser. (13), McGraw-Hill, New York, 728 pp. (1951).
7. Bannon, J. K., R. Frith, and H. C. Shellard: Humidity of the upper troposphere and lower stratosphere over southern England. Geophys. Mem., **88**, 36 pp. (1952).
8. Brewer, A. W.: (Discussion) Quart. J. R. Meteor. Soc. **82**, 354 (1956).
9. Murgatroyd, R. G., P. Goldsmith, and W. E. H. Hollings: Some recent measurements of humidity from aircraft up to heights of about 50,000 ft. over southern England. Quart. J. R. Meteor. Soc. **81**, 533—537 (1955).
10. Barrett, E. W., L. R. Herndon, and H. J. Carter: Some measurements of the distribution of water vapor in the stratosphere. Tellus, **2**, 302—311 (1950).
11. Brasefield, C. J.: Measurement of atmospheric humidity up to 35 kilometers. J. Meteor. **11**, 412—416 (1954).
12. Milne, E. A.: Radiative equilibrium, the insolation of the atmosphere. Phil. Mag., ser. 6, **44**, 872—896 (1922).
13. Haurwitz, B.: The physical state of the upper atmosphere. Toronto, Univ. of Toronto Press, 96 pp. (1941).
14. King, J. I.: Line absorption and radiative equilibrium. J. Meteor. **9**, 311—321 (1952).
15. London, J.: The distribution of radiational temperature change in the northern hemisphere during March. J. Meteor. **9**, 145—151 (1952).
16. Brooks, D. L.: A tabular method for the computation of temperature change by infra-red radiation in the free atmosphere. J. Meteor. **7**, 313—321 (1950).

17. Albrecht, F.: Theoretische Untersuchungen über den Strahlungsumsatz in Wolken. Meteor. Z. **50**, 478—486 (1933).

18. Neiburger, M.: Reflection, absorption, and transmission of insolation by stratus cloud. J. Meteor. **6**, 98—104 (1949).

19. Haurwitz, B.: Insolation in relation to cloud type. J. Meteor. **5**, 110—113 (1948).

20. Shellard, H. C.: Humidity of the lower stratosphere. Meteor. Mag. London, **78**, 341—349 (1949).

21. Stevens, A. W.: The first photograph ever made showing the division between the troposphere and the stratosphere and also the actual curvature of the earth-photographed from an elevation of 72,395 feet, the highest point ever reached by man. National Geograph. Mag. **69**, suppl. (photo.) (1936).

22. Elterman, L.: The measurement of stratospheric density distribution with searchlight technique. J. Geophys. Res. **56**, 509—520 (1951).

23. Brewer, A. W. and J. T. Houghton: Some measurements of the flux of infrared radiation in the atmosphere. Proc. Roy. Soc. London, A, **236**, 175—186 (1956).

24. Plass, G. N.: The influence of the 9.6 micron ozone band on the atmospheric infra-red cooling rate. Quart. J. R. Meteor. Soc. **82**, 30—44 (1956).

25. Graves, M. E.: The relation between the tropopause and convective activity in the subtropics. Bull. Amer. Meteor. Soc. **32**, 54—60 (1951).

26. Ertel, H.: Der vertikale Turbulenz-Wärmestrom in der Atmosphäre. Meteor. Z. **59**, 250—253 (1942).

27. Priestley, C. H. B., and W. C. Swinbank: Vertical transport of heat by turbulence in the atmosphere. Proc. Roy. Soc. London, A, **189**, 543—561 (1947).

28. Lettau, H.: Diffusion in the upper atmosphere. Compendium of Meteorology, Boston, 320—333 (1951).

29. Brunt, D.: The transfer of heat by radiation and turbulence in the lower atmosphere. Proc. Roy. Soc. London, A, **124**, 201—218 (1929).

30. Staley, D. O.: A study of tropopause formation. Beitr. Phys. Atmos. (1957, in press).

31. Palmén, E.: Die Beziehung zwischen troposphärischen und stratosphärischen Temperatur- und Luftdruckschwankungen. Beitr. Phys. fr. Atmos. **17**, 102—116 (1931).

32. Douglas, C. K. M.: Some facts and theories about the upper atmosphere. Quart. J. R. Meteor. Soc. **61**, 53—70 (1935).

551.511

(Italian Weather Service, Meteorological Office Naples, and Institute of Aerology, University of Naples)

Analysis of the Vorticity and Divergence of the Thermal Wind in Pure Geostrophic Flow

By

Felice Di Benedetto

Abstract. By applying the horizontal del operator to the thermal wind equation in vectorial form and considering only horizontal geostrophic motion, expressions are found for the vorticity and divergence of thermal wind. It is shown that vorticity, in the case of pure geostrophic flow at all levels, depends upon four factors, namely: latitude, horizontal distribution of temperature, temperature lapse rate and divergence of horizontal temperature gradient. The divergence of the thermal wind, on the other hand, depends only upon the orientation of the mean isotherms of an isobaric layer relative to the parallel circles. These terms are evaluated and it is shown that the latitude term and the lapse rate term are far greater than the remaining terms of the vorticity equation for geostrophic flow. A criterion is then given which enables to determine the conditions for irrotational horizontal motion with vertical geostrophic wind shear.

Zusammenfassung. Durch Anwendung des horizontalen *Nabla*-Operators auf die thermische Windgleichung in vektorieller Form und bei ausschließlicher Berücksichtigung der geostrophischen Horizontalbewegung lassen sich Ausdrücke für die "vorticity" und die Divergenz des thermischen Windes herleiten. Es wird gezeigt, daß die vorticity im Falle einer rein geostrophischen Strömung in allen Niveaus von folgenden vier Faktoren bedingt ist: Breite, horizontale Temperaturverteilung, vertikaler Temperaturgradient und Divergenz des horizontalen Temperaturgradienten. Andrerseits hängt die Divergenz des thermischen Windes nur von der Orientierung der mittleren Isothermen einer in Bezug auf die Parallelkreise isobaren Schicht ab. Diese vier Terme werden ausgewertet und es wird gezeigt, daß das Breitenglied und der Term für den Vertikalgradienten viel größer sind als die übrigen Terme der vorticity-Gleichung für geostrophische Strömung. Schließlich wird ein Kriterium entwickelt, das gestattet, die Bedingungen für rotorfreie Horizontalbewegung mit vertikaler geostrophischer Windscherung zu bestimmen.

Résumé. On peut déduire des équations sur la rotationelle et la divergence du vent thermique en appliquant l'opérateur nabla horizontal à l'équation du

vent thermique sous une forme vectorielle et en ne considérant que le mouvement géostrophique horizontal. On démontre que la rotationelle, dans le cas d'un courant géostrophique pur, dépend dans tous les niveaux des quatre facteurs suivants: latitude, répartition horizontale de la température, gradient vertical de la température et divergence du gradient horizontal de température. D'autre part, la divergence du vent thermique ne dépend que de l'orientation des isothermes moyennes d'une couche isobare par rapport aux parallèles. En évaluant ces quatre termes, on montre que les termes relatifs à la latitude et au gradient vertical sont beaucoup plus grands que les autres termes de l'équation de la rotationelle pour un courant géostrophique. Pour terminer, l'auteur développe un critère qui permet de déterminer les conditions pour un mouvement horizontal irrotationel mais avec un cisaillement vertical géostrophique du vent.

1. Introduction

The exact determination of the position and time of development of *areas of vorticity* is extremely difficult, although much has been learned about the causes of vorticity due to gradient and geostrophic flow (1).

This paper deals with a method, based upon vector analysis, which should prove useful in solving this problem, under the hypothesis of *geostrophic flow* in a *baroclinic stratification* of the atmosphere. The main points of the theory are based upon the following considerations: Cyclogenetic areas occur and develop mainly because of an interaction between cold and warm air masses, in connection with the first formation of frontal waves. This phenomenon occurs in middle latitudes, mainly under strong (westerly) geostrophic flow at all levels and strong horizontal gradient of temperature.

Under the same physical conditions, the effect on cyclogenesis should be due to the kinematical conditions which are predominant along the vertical, that is, to the vertical geostrophic wind shear. Thus, the effect of the thermal wind on cyclogenesis can be accomplished through the vorticity of the thermal wind.

2. Thermal Wind Vector Equation

The equations relating the components u_o and v_o of the geostrophic wind at level z_o to the components u and v at level z, are:

$$\left\{\begin{aligned} u &= \frac{u_o}{T_o} T - \frac{g}{\lambda} T \int_{z_o}^{z} \frac{1}{T^2} \frac{\partial T}{\partial y} \, dz \\ v &= \frac{v_o}{T_o} T + \frac{g}{\lambda} T \int_{z_o}^{z} \frac{1}{T^2} \frac{\partial T}{\partial x} \, dz \end{aligned}\right. \tag{1}$$

where T is the absolute temperature at the upper level z, T_o the absolute temperature at the lower level z_o, g the acceleration of gravity and $\lambda = 2\omega \sin \varphi$ the Coriolis parameter. The x axis points east, the y axis points north and the z axis upwards.

The components of the thermal wind are:

$$\left\{\begin{array}{l} u_T = -\dfrac{g}{\lambda} T \displaystyle\int_{z_0}^{z} \frac{1}{T^2} \frac{\partial T}{\partial y}\, dz \\ \\ v_T = +\dfrac{g}{\lambda} T \displaystyle\int_{z_0}^{z} \frac{1}{T^2} \frac{\partial T}{\partial x}\, dz. \end{array}\right. \tag{2}$$

It is easily seen, then, that the thermal wind vector $\vec{v_T}$ is expressed by:

$$\vec{v_T} = \frac{g}{\lambda} T \int_{z_0}^{z} \frac{1}{T^2} (\vec{k} \times \nabla_H T)\, dz \tag{3}$$

where $\vec{k}$ is the unit vector along the z axis and $\nabla_H T$ the horizontal del of temperature, opposite to the temperature gradient.

We shall first apply the horizontal del operator ∇_H to eq. (3) and find an expression for the vorticity of the thermal wind and then show how this equation can be used by introducing the mean (virtual) temperature of the isobaric layer in consideration.

3. Vorticity of the Thermal Wind

Equation (3) may be written:

$$\frac{\lambda}{T} \vec{v_T} = g \int_{z_0}^{z} \frac{1}{T^2} (\vec{k} \times \nabla_H T)\, dz. \tag{4}$$

Applying the horizontal del operator ∇_H to this equation, we get:

$$\nabla_H \times \frac{\lambda}{T} \vec{v_T} = g \nabla_H \times \int_{z_0}^{z} \frac{1}{T^2} (\vec{k} \times \nabla_H T)\, dz. \tag{5}$$

Now, it can be shown that:

$$\nabla_H \times \frac{\lambda}{T} \vec{v_T} = \frac{\lambda}{T} \nabla_H \times \vec{v_T} - \vec{v_T} \times \nabla_H \frac{\lambda}{T}. \tag{6}$$

On the other hand, we may write:

$$g \nabla_H \times \int_{z_0}^{z} \frac{1}{T^2} (\vec{k} \times \nabla_H T)\, dz = g \int_{z_0}^{z} \left\{ \nabla_H \times \frac{1}{T^2} (\vec{k} \times \nabla_H T) \right\} dz \tag{7}$$

because ∇_H is independent of the limits z_0 and z.

Then, equation (5), through (6) and (7), becomes:

$$\frac{\lambda}{T} \nabla_H \times \vec{v_T} - \vec{v_T} \times \nabla_H \frac{\lambda}{T} = g \int_{z_0}^{z} \left\{ \nabla_H \times \left(\frac{1}{T^2} \vec{k} \times \nabla_H T \right) \right\} dz. \tag{8}$$

We may also write:

$$\nabla_H \frac{\lambda}{T} = \frac{1}{T}\nabla_H \lambda + \lambda \nabla_H \frac{1}{T} = \frac{1}{T}\nabla_H \lambda - \frac{\lambda}{T^2}\nabla_H T. \tag{9}$$

Substituting (9) into eq. (8), we get:

$$\begin{aligned} &\frac{\lambda}{T}\nabla_H \times \vec{v}_T - \frac{1}{T}\vec{v}_T \times \nabla_H \lambda + \frac{\lambda}{T^2}\vec{v}_T \times \nabla_H T = \\ &= g\int_{z_0}^{z}\left\{\nabla_H \times \left(\frac{1}{T^2}\vec{k}\times \nabla_H T\right)\right\} dz. \end{aligned} \tag{10}$$

The explicit form of the vorticity of the thermal wind is then:

$$\begin{aligned} \nabla_H \times \vec{v}_T &= \frac{1}{\lambda}\vec{v}_T \times \nabla_H \lambda - \frac{1}{T}\vec{v}_T \times \nabla_H T + \\ &+ g\frac{T}{\lambda}\int_{z_0}^{z}\left\{\nabla_H \times \left(\frac{1}{T^2}\vec{k}\times \nabla_H T\right)\right\} dz. \end{aligned} \tag{11}$$

Now, by definition, we have:

$$\vec{k}\times \nabla_H T = \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ o & o & 1 \\ \frac{\partial T}{\partial x} & \frac{\partial T}{\partial y} & o \end{vmatrix} = -\frac{\partial T}{\partial y}\vec{i} + \frac{\partial T}{\partial x}\vec{j} \tag{12}$$

so that the components of vector $\vec{k}\times \nabla_H T$ are $-\partial T/\partial y$ and $\partial T/\partial x$, respectively.

Now,

$$\begin{aligned} \nabla_H \times \left(\frac{1}{T^2}\vec{k}\times \nabla_H T\right) &= \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & o \\ -\frac{1}{T^2}\frac{\partial T}{\partial y} & \frac{1}{T^2}\frac{\partial}{\partial x} & o \end{vmatrix} = \\ &= \left\{\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{T^2}\frac{\partial T}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{1}{T^2}\frac{\partial T}{\partial y}\right)\right\}\vec{k}. \end{aligned} \tag{13}$$

Then, we get:

$$\int_{z_0}^{z}\left\{\nabla_H \times \left(\frac{1}{T^2}\vec{k}\times \nabla_H T\right)\right\} dz = \int_{z_0}^{z}\left\{\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{T^2}\frac{\partial T}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{1}{T^2}\frac{\partial T}{\partial y}\right)\right\} dz\cdot\vec{k}. \tag{14}$$

Thus:

$$\begin{aligned} \int_{z_0}^{z}\left\{\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{T^2}\frac{\partial T}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{1}{T^2}\frac{\partial T}{\partial y}\right)\right\} dz\,\vec{k} &= \left\{\int_{z_0}^{z}\frac{1}{T^2}(\nabla\cdot\nabla T)\,dz - \right. \\ &\left. -2\int_{z_0}^{z}\frac{1}{T^3}\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)^2 dz\right\}\vec{k}. \end{aligned} \tag{15}$$

Eq. (11), then, finally becomes, through eq. (15):

$$\nabla_H \times \vec{v_T} = \frac{1}{\lambda} \vec{v_T} \times \nabla_H \lambda - \frac{1}{T} \vec{v_T} \times \nabla_H T - \frac{2g}{\lambda} T \int_{z_0}^{z} \frac{1}{T^3} \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)^2 dz \vec{k} + \\ + \frac{g}{\lambda} T \int_{z_0}^{z} \frac{1}{T^2} (\nabla_H \cdot \nabla_H T) \, dz \vec{k}. \tag{16}$$

This equation shows that the vorticity of the thermal wind through a layer depends upon the following terms:

(*a*) *latitude term* $\left(\frac{1}{\lambda} \vec{v_T} \times \nabla_H \lambda \right)$

(b) *temperature term* $\left(- \frac{1}{T} \vec{v_T} \times \nabla_H T \right)$

(*c*) *lapse rate term* $\left(- \frac{2g}{\lambda} T \int_{z_0}^{z} \frac{1}{T^3} \left(\frac{\partial T}{\partial n} \right)^2 dz \vec{k} \right)$

(*d*) *divergence term* $\left(\frac{g}{\lambda} T \int_{z_0}^{z} \frac{1}{T^2} (\nabla_H \cdot \nabla_H T) \, dz \vec{k} \right)$

Term (*a*) depends upon the orientation of isotherms with respect to parallel circles, while terms (*b*), (*c*) and (*d*) depend essentially upon the horizontal, as well as vertical distribution of temperature.

4. Latitude Term

This term may be developed so that:

$$\frac{1}{\lambda} \vec{v_T} \times \nabla_H \lambda = \frac{1}{\lambda} v_T | \nabla_H \lambda | \sin \alpha, \tag{17}$$

where $\nabla_H \lambda$ is a vector placed along meridian circles, pointing north, and α is the angle between the thermal wind $\vec{v_T}$ and the vector $\nabla_H \lambda$.

The magnitude of $\nabla_H \lambda$ is given by:

$$|\nabla_H \lambda| = \frac{d\lambda}{dy} = \frac{1}{R} \frac{d}{d\varphi} (2\omega \sin \varphi) = \frac{2\omega}{R} \cos \varphi, \tag{18}$$

where R is the radius of the Earth.

Substituting (18) into (17), we get:

$$\vec{v_T} \times \nabla_H \lambda = \frac{2\omega}{R} \cos \varphi \cdot \sin \alpha \cdot v_T \cdot \vec{k} \tag{19}$$

so that, through eq. (19), the latitude term (17) finally becomes:

$$\frac{1}{\lambda} \vec{v_T} \times \nabla_H \lambda = \operatorname{cotg} \varphi \cdot \sin \alpha \cdot \frac{1}{R} \cdot v_T \cdot \vec{k}. \tag{20}$$

A_S R, $\sin \alpha$ and v_T are constant, eq. (20) becomes:

$$\frac{1}{\lambda} \vec{v_T} \times \nabla_H \lambda = c \operatorname{cotg} \varphi \cdot \vec{k} \tag{21}$$

and, if $\alpha < \frac{\pi}{2}$, c is a positive constant.

This formula shows that *the influence of latitude on the vorticity of the thermal wind becomes smaller at greater latitudes.* This is the general case. It is also evident that, when the isotherms are parallel to the meridian circles, that is, cold air masses are situated on the left (right) and warm air masses on the right (left), $\sin \alpha = O$, so that the vorticity of the thermal wind due to latitude is also zero.

On the other hand, when the isotherms are directed along the parallel circles, $\sin \alpha = \pm 1$ and the vorticity of the thermal wind due to latitude is a maximum (or minimum according to the position of the cold and warm air masses).

A cyclonic vorticity always arises, if $\sin \alpha > O$. An anticyclonic vorticity is common, when $\sin \alpha < O$, but this occurs rarely.

5. Temperature Term

This term is:

$$-\frac{1}{T}\vec{v_T} \times \nabla_H T. \tag{22}$$

At level z, $\vec{v_T}$ is always perpendicular to $\nabla_H T$ and situated to the left of $\nabla_H T$, so that the vector product $\vec{v_T} \times \nabla_H T$ is always *negative* and the effect of $\nabla_H T$ on the vorticity of the thermal wind of the layer of atmosphere below is always *positive*, that is, cyclonic. The magnitude of this effect is given by:

$$\frac{1}{T} \cdot v_T \cdot \frac{\partial T}{\partial n}, \tag{23}$$

where $\partial T/\partial n$ is the magnitude of $\nabla_H T$ at level z.

6. Lapse Rate Term

This term is expressed by:

$$-\frac{2g}{\lambda}\int_{z_o}^{z} \frac{1}{T^3}\left(\frac{\partial T}{\partial n}\right)^2 dz \cdot \vec{k} \tag{24}$$

and is always negative (anticyclonic) if T decreases with height.

We may take a mean value of $\nabla_H T$ throughout the layer or suppose $\nabla_H T$ constant within the isobaric layer. In either case, the lapse rate term becomes:

$$-\frac{2g}{\lambda}\left(\frac{\partial T}{\partial n}\right)^2 \int_{z_o}^{z} \frac{dz}{T^3}\vec{k}. \tag{25}$$

Now,
$$T = T_o - \gamma (z - z_o), \tag{26}$$

where γ is the temperature lapse rate within the isobaric layer.

Then:

$$\frac{\partial T}{\partial z} = -\gamma. \tag{27}$$

Substituting dz from eq. (27) into eq. (25), we get:

$$\frac{2g}{\lambda\gamma}\left(\frac{\partial T}{\partial n}\right)^2 \int_{T_0}^{T} \frac{dT}{T^3}\vec{k} = \frac{g}{\lambda\gamma}\left(\frac{\partial T}{\partial n}\right)^2 \left(\frac{1}{T^2} - \frac{1}{T_0^2}\right) \tag{28}$$

which is negative when $T < T_0$.

7. Divergence Term

A study of the distribution of $\nabla_H T$ on isobaric surfaces with geostrophic flow shows that this vector is usually constant so that $\nabla_H \cdot \nabla_H T = 0$.

If this does not occur in particular cases, we may take a mean value of $\nabla_H \cdot \nabla_H T$ or assume that this scalar quantity be constant within the layer. Then, the divergence term becomes:

$$g\frac{T}{\lambda}(\nabla_H \cdot \nabla_H T)\int_{z_0}^{z} \frac{dz}{T^2} \tag{29}$$

and, following the same reasoning as in par. 6, we finally get:

$$-\frac{g}{\lambda\gamma}(\nabla_H \cdot \nabla_H T)\int_{T_0}^{T} \frac{dT}{T^2} = +\frac{gT}{\lambda\gamma}(\nabla_H \cdot \nabla_H T)\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right). \tag{30}$$

This term gives rise to cyclonic thermal vorticity, when temperature decreases with height and $\nabla_H \cdot \nabla_H T > 0$, that is, when the mean isotherms of the isobaric layer are *convergent*.

8. Comparsion of Different Terms

We shall take the following values for the quantities appearing in eq. (11), for the sake of giving a concrete example and show, in the same time, the values that the single terms may assume in the above equation: $\varphi = \pi/4$; $\alpha = \pi/4$; $R = 6.37 \ \ 10^7$m.; $\triangle z = 10^3$m; $\partial T/\partial n = = 10^{-5}$°C/m; $v_T = 3$ m/sec.; $\nabla_H \cdot \nabla_H T = 10^{-7}$°C/m^2.

We then get the following table:

Term for

latitude	temperature	lapse rate	divergence
$33.3 \cdot 10^{-4}$	$41.1 \cdot 10^{-8}$	$-18.8 \cdot 10^{-4}$	$48.3 \cdot 10^{-8}$

From this table it appears that both the latitude term and the lapse rate term are predominant with respect to the much smaller temperature and divergence terms. These may, therefore, be neglected in an approximate study of the vorticity of the thermal wind in pure geostrophic flow.

9. Divergence of the Thermal Wind

It may be shown, in the same manner as in par. 3, that the del operator, applied as a scalar product to eq. (4), leads to the following expression for the divergence of the thermal wind:

$$\nabla_H \cdot \vec{v_T} = -\frac{1}{\lambda}\vec{v_T}\cdot\nabla_H\lambda + \frac{1}{T}\vec{v_T}\cdot\nabla_H T + \frac{gT}{\lambda}\int_{z_o}^{z}\left\{\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{1}{T^2}\frac{\partial T}{\partial x}\right) - \right.$$

$$\left. - \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{T^2}\frac{\partial T}{\partial y}\right)\right\} dz. \tag{31}$$

Eq. (31) becomes:

$$\nabla_H \cdot \vec{v_T} = -\frac{1}{\lambda}\vec{v_T}\cdot\nabla_H\lambda, \tag{32}$$

because the scalar product $\vec{v_T}\cdot\nabla_H T = 0$ and the integral is always zero.

From eq. (32) we find the rules given by PETTERSSEN [3] which will not be repeated here for the sake of brevity.

10. Approximate Thermal Wind Equation

As a first approximation, if z is not too large with respect to z_o, we may assume that T is constant throughout the layer or equal to a mean value throughout the isobaric layer.

It can then be easily shown that the thermal wind is expressed by the following equation:

$$\vec{v_T} = \frac{g}{\lambda}\frac{1}{T_m}(\vec{k}\times\nabla_H T_m)\cdot\triangle z, \tag{33}$$

where a mean value of $\vec{k}\times\nabla_H T_m$ is assumed throughout the layer and $\triangle z = z - z_o$.

Now, through the equation of static equilibrium:

$$\triangle z = \frac{R}{g} ln\frac{p_1}{p_2} T_m, \tag{34}$$

in which R is the gas constant, p_1 and p_2 are the pressures at the bottom and at the top of the layer, eq. (33) becomes:

$$\vec{v_T} = \frac{c}{\lambda}(\vec{k}\times\nabla_H T_m), \tag{35}$$

where $c = R \ln p_1/p_2$ is obviously a positive constant.

By applying the horizontal del operator to eq. (35), which is the approximate vector equation for the thermal wind, and developing the triple vector product in determinantal form, after a series of mathematical operations which we shall omit for the sake of brevity, we finally get:

$$\nabla_H\times\vec{v_T} = -\frac{c}{\lambda^2}\frac{\partial T_m}{\partial y}\frac{2\omega}{R}\cos\varphi\,\vec{k} + \frac{c}{\lambda}\left(\frac{\partial^2 T_m}{\partial^2 x} + \frac{\partial^2 T_m}{\partial y^2}\right)\vec{k} =$$

$$= \frac{c}{\lambda}\left(\nabla^2 T_m - \frac{1}{R}\operatorname{cotg}\varphi\,.\,\frac{\partial T_m}{\partial y}\right)\vec{k}. \tag{36}$$

∇^2 is the Laplace scalar operator and R the radius of the Earth.

The distribution of temperature in the Northern Hemisphere shows that, on the whole, the mean isotherms are directed along the parallel circles (4), so that $\partial T/\partial x = 0$.

Equation (36) then becomes:

$$\nabla_H \times \vec{v_T} = -\frac{c}{\lambda}\left(\frac{\partial\gamma_m}{\partial y} - \frac{\gamma_m}{R}\operatorname{cotg}\varphi\right)\vec{k}, \tag{37}$$

where $\gamma_m = -\frac{\partial T_m}{\partial y}$ is the gradient of mean temperature taken along the meridian circles.

Equation (37) lends itself to a very quick analysis of the conditions of irrotational flow and of rotational flow, in the case of cyclogenesis and anticyclogenesis.

11. Irrotational Geostrophic Flow

By putting $\nabla_H \times \vec{v_T} = 0$ in eq. (37), we get:

$$\frac{\partial}{\partial y} ln\, \gamma_m = \frac{\text{cotg}\, \varphi}{R}, \tag{38}$$

which, by integration between latitudes φ_1 and φ_2, becomes:

$$ln \frac{\gamma_{m_2}}{\gamma_{m_1}} = ln \frac{\sin \varphi_2}{\sin \varphi_1}. \tag{39}$$

That is:

$$\frac{\gamma_{m_1}}{\gamma_{m_2}} = \frac{\sin \varphi_1}{\sin \varphi_2} = \text{constant}. \tag{40}$$

12. Cyclonic Vorticity and Anticyclonic Vorticity

Cyclonic vorticity is possible with geostrophic flow, in a baroclinic layer of the atmosphere, when $\nabla_H \times v_T > 0$, that is:

$$\frac{\gamma_{m_1}}{\gamma_{m_2}} < \frac{\sin \varphi_1}{\sin \varphi_2}. \tag{41}$$

In the case of anticyclonic vorticity, with geostrophic flow, we must have the condition:

$$\frac{\gamma_{m_1}}{\gamma_{m_2}} > \frac{\sin \varphi_1}{\sin \varphi_2}. \tag{42}$$

Conclusions

The analysis of the vorticity of the thermal wind in pure geostrophic flow and the comparison of the terms which generate this vorticity show that the most important elements, in view of eventual practical applications, are the distribution of the thermal wind with latitude and the vertical lapse rate of temperature within the isobaric layer, the latter taken with a negative sign. The analysis of the conditions of irrotational flow gives a means by which we may justify the absence of cyclogenesis, although the physical synoptic situation might lead to different conclusions.

References

1. Di Benedetto, F.: Su alcune proprietà notevoli del rotore del vento di gradiente. Annali Geofis. (1953).
2. Brunt, D.: Physical and Dynamical Meteorology. Cambridge Univ. Press. 1944, p. 197—198.
3. Pettersen, S.: Contribution to the theory of pressure variations. Aerology Section, NAVAER 50-IR-174, Washington, D. C., 1945.
4. Sutcliffe, R. C.: Historical weather maps, Northern Hemisphere: Charts of maximum and minimum Thickness lines 1000/500 mb, Northern Hemisphere, 1946—1950. Air Weather Service.

551.543.1(98)

(Department of Meteorology and Oceanography, New York University, New York)

The Geographical Distribution and Seasonal Variation of the Semidiurnal Pressure Oscillation in High Latitudes

By

B. Haurwitz and **G. M. Sepúlveda**

With 2 Figures

Abstract. The amplitudes and phases of the semidiurnal pressure wave have been computed for sixteen high-latitude stations. The data were analyzed to obtain a picture of the geographical and seasonal variations of this oscillation at high latitudes. At most of the stations the seasonal variation of the amplitude was found to have a maximum during the equinoxes and a minimum in the summer. No definite seasonal variation was found for the phase, although a tendency was found at stations above 70° N for the latest phase to occur in summer and an earliest phase to occur in winter. A simple expression is given for the geographical distribution of the annual mean of the standing semidiurnal oscillation at high latitudes.

Zusammenfassung. Für sechzehn Stationen in hohen Breiten sind die Amplituden und Phasen der halbtägigen Luftdruckwelle berechnet worden, und die Resultate wurden verwendet, um ein Bild über die geographischen und jahreszeitlichen Variationen dieser Oszillation in hohen Breiten zu erhalten. An den meisten Stationen hat die Amplitude ein Maximum während der Äquinoktien und ein Minimum im Sommer. Für die Phase wurde keine ausgeprägte jahreszeitliche Schwankung gefunden; allerdings scheint es, daß an Stationen nördlich von 70° N Breite das Maximum am spätesten im Sommer und am frühesten im Winter eintritt. Für die geographische Verteilung des Jahresmittels der stehenden halbtägigen Luftdruckschwankung in hohen Breiten wird eine einfache Formel gegeben.

Résumé. On a calculé les amplitudes et les phases de l'onde barométrique semi-diurne pour 16 stations de hautes latitudes. Avec les résultats de ces calculs, on obtient des indications sur les variations géographiques et saisonnières de cette oscillation aux latitudes élevées. A la plupart des stations, l'amplitude montre un maximum pendant les équinoxes et un minimum en été; on n'a pas décelé de variation saisonnière marquée de la phase; pourtant il semble qu'aux stations situées au nord de 70° de latitude nord, le maximum apparaît au plus tard en été et au plus tôt en hiver. On donne

une formule simple pour la distribution géographique de la moyenne annuelle de l'oscillation barométrique semi-diurne stationnaire aux hautes latitudes.

I. Introduction

The geographical distribution of the semidiurnal pressure oscillation is fairly well known over some regions of the earth. But great gaps exist over ocean areas and over polar regions where meteorological data are scarce. In order to fill this gap in the high latitudes the authors of the present paper have collected and analyzed new and more reliable data. These data have been incorporated into maps and used for an analysis of the world-wide distribution of the semidiurnal pressure oscillation which will be published elsewhere (Haurwitz, 1956). But in the preparation of these maps and the computation of the analytical expression for this oscillation it is also necessary to use a considerable amount of older data. These older data at high latitude stations have largely been obtained during polar expeditions, and hence are based on short series of data, frequently only of one year's duration. Since the semidiurnal pressure oscillation at high latitudes is small, and the unperiodic variations are large, the older, short series are in general not very reliable. In particular they suffer from the deficiency that no statistical measure of their reliability is given.

Under these conditions it appeared desirable to make also a special study of the behavior of the semidiurnal pressure oscillation in the Arctic regions based only on the newly collected and analyzed data which have been obtained from longer series of observations than previous determinations.

Data for eleven stations were collected and analyzed. In addition five stations were used from Norway and its dependencies for which the harmonic constants of the daily pressure oscillation had been published by Schou (1939). Although no errors are given for the constants at these five stations the series of observations are presumably long enough to make the values reliable.

Only the high-latitude distribution of the 12-hourly component, also known as the semidiurnal pressure oscillation, will be considered here, with special attention to its seasonal variation. This oscillation will be represented symbolically by S_2 where the subscript 2 refers to the semidiurnal frequency and where S refers to the solar day (Chapman, 1924). C. G. Simpson (1918) published what is so far the most complete study of the geographical distribution of S_2. He confirmed earlier conclusions, namely that at low and middle latitudes this oscillation has nearly the same phase angle everywhere when expressed in local time, and that at high latitudes the phase angle is more uniform when expressed in Greenwich time. This shows that this harmonic oscillation (S_2) is made up of two harmonic vibrations in the atmosphere, one, W_2, traveling with the sun from east to west round the earth (like the diurnal oscillation) while the other, Z_2, is a standing vibration whose maxima and minima occur at the same instant everywhere.

The traveling vibration, usually denoted by W_2, is expressed as

$$W_2 = a_w \sin (2t + A_w') \tag{1}$$

where a_w is the amplitude, A_w' the phase angle and t the local mean time. It is believed that this vibration results from the combination of two solar influences, the tidal and thermal action of the sun (CHAPMAN, 1924). W_2 has the largest amplitudes at low latitudes, and decreases polewards.

The standing vibration, Z_2, can be expressed in the form

$$Z_2 = a_z \sin (2T + A_z') \tag{2}$$

where a_z denotes the amplitude, A_z' the phase angle and T the Greenwich time, measured as an angle at the rate of 360° per day. In angular measure

$$T = t - \lambda$$

where λ is the geographical longitude, positive eastwards. This standing vibration can only be caused by thermal action of the sun on the atmosphere and not by the solar tidal potential because there is no term in it which corresponds to such an oscillation. It is most noticeable in polar regions.

On the basis of a recent study of the geographical distribution of S_2 HAURWITZ (1956) obtained new expressions for W_2 and Z_2 which differ from earlier ones given by SIMPSON. He obtained for the traveling wave W_2 (in 10^{-2} mb):

$$W_2 = 123 \, [P_2^2 (\theta) - 0.182 \, P_4^2 (\theta)] \sin (2t + 158°) \tag{3}$$

and for the standing wave Z_2 (in 10^{-2} mb):

$$\begin{aligned} Z_2 = {} & 1.4 \, E_1 (\theta) \sin (2t - 2\lambda + 343°) + 5.2 \, E_2 (\theta) \sin (2t - 2\lambda + 308°) \\ & + 2.8 \, E_3 (\theta) \sin (2t - 2\lambda + 297°) + 2.3 \, E_4 (\theta) \sin (2t - 2\lambda + 92°) \end{aligned} \tag{4}$$

where P_n^k, etc. indicate the associated Legendre functions of degree n and order k and where the functions E_n are defined as follows:

$$E_{2n-1} (\theta) = \sin \left(\frac{2n-1}{2} \pi \cos \theta \right) \tag{5}$$

$$E_{2n} (\theta) = \cos (n\pi \cos \theta) \tag{6}$$

These functions would theoretically be expected to give the latitudinal dependence of the amplitudes of zonal oscillations, at least in an atmosphere where the temperature is uniform in the horizontal. But calculations to be published elsewhere show that the actual horizontal variations of the temperature in the atmosphere can only modify these functions slightly. The expression (4) is more complicated than an earlier one by SIMPSON, but HAURWITZ and MÖLLER (1955) have shown that such a more complicated expression is to be expected from theoretical considerations because of the structure of the generating standing semidiurnal temperature wave.

It was Hann (1889, 1892, 1917, 1918) who first studied the variation of the semidiurnal pressure change throughout the year; he analyzed the annual variation of the amplitudes and phases separately. Chapman (1951) pointed out that it would be best to study the seasonal variations with the aid of harmonic dials rather than separately for amplitude and phase angle. From the study of four widely spaced stations in temperate latitudes he found a very small and irregular seasonal variation.

A recent study of the geographical distribution and seasonal variation of S_2 for the United States was made by Spar (1952 I, II) on the basis of 100 stations. Ten years of data were analyzed for each station. His map of the mean annual amplitude (a_2) shows a decrease of amplitude with latitude with some small departures from zonal symmetry. These departures Spar explained as due to orographic influences. Also noticeable in the map is a small variation of the amplitude with the longitude. A seasonal variation for the amplitude was found with a maximum near the equinoxes and a minimum near the solstices. The map representing the geographical distribution of the mean annual phase in Local Mean Time exhibits a much more complicated distribution than that of the mean amplitude. The influence of topography on the phase is much more clearly seen than on a_2, with an early maximum in the mountainous regions and with a late maximum in the plain regions. A seasonal variation was found, with the exception of one latitude belt (40—50° N), such that at all latitudes a late phase occurs in summer and an early phase in winter. Spar's paper on the distribution of S_2 in the United States is the first detailed representation of this oscillation over a large part of the globe. It shows clearly that S_2 is also appreciably influenced by geographical factors, although to a lesser extent than S_1. It is therefore to be expected that the few data which were available for the Arctic will also not give a picture of the distribution of S_2 which is correct in every detail there, but at best only in the broad lines.

II. The data and their analysis

As stated before, for the present study of S_2, data for fifteen northern high-latitude and polar stations and one southern polar station were used. With the kind cooperation of the National Weather Records Center in Asheville it was possible to copy data from microfilms of five stations: Barrow and Whitehorse in Alaska, Cambridge Bay, Fort Smith and Upper Frobisher Bay in Canada. The data are partly bi-hourly, partly three-hourly values.

The Danish Meteorological Service in Copenhagen kindly supplied three-hourly values of pressure observations from the following Greenland stations for a period of six years each, Angmagssalik, Upernavik, Holsteinsborg, Daneborg. Ten years of data were received from Reykjavik in Iceland through the courtesy of Mrs. T. Gudmundsson, Director of the Icelandic Meteorological Service. These data were available in the form of monthly means for each individual year from 1945 through 1954. Five Norwegian stations, namely Bergen, Green Harbour, Jan

Mayen, Oslo, Trondheim, are also included. The data were taken from a series of tabulations of the harmonic constants for the semidiurnal pressure oscillation in each month, published by SCHOU (1939). Three years of data for Little America, in the south polar region, taken from the Monthly Weather Review Supplements 41 and 48, were analyzed for a period of altogether 3 years.

Table I. *Geographical Coordinates of the Polar Stations*

Station	Latitude	Longitude	No. of Years
Angmagssalik	65° 36′ N	37° 34′ W	6.0
Barrow	71° 23′ N	156° 17′ W	8.0
Bergen*	60° 24′ N	5° 20′ E	29.0
Cambridge Bay	69° 7′ N	105° 1′ W	7.0
Daneborg	74° 18′ N	20° 14′ W	6.0
Green Harbour*	78° 2′ N	14° 15′ E	10.0
Fort Smith	60° 1′ N	111° 58′ W	7.0
Holsteinsborg	66° 56′ N	53° 42′ W	6.0
Jan Mayen*	70° 59′ N	8° 28′ W	4.0
Little America	78° 34′ S	163° 56′ W	3.0
Oslo*	59° 55′ N	10° 43′ E	40.0
Reykjavik	64° 8′ N	21° 59′ W	9.0
Trondheim*	63° 26′ N	10° 25′ E	27.0
Upernavik	72° 47′ N	56° 10′ W	6.0
Upper Frobisher	63° 45′ N	68° 33′ W	10.0
Whitehorse	60° 43′ N	135° 5′ W	9.0

* Analyzed by SCHOU.

In the analysis of the four Greenland stations the disturbed days were omitted by selecting only days with a pressure range of 3.5 mb or less. In doing this one eliminates to a large extent the effect produced by any unperiodic pressure variations due to weather. The elimination of days with daily pressure ranges of more than 3.5 mb reduces the observation material by about 2/3. Nevertheless it is preferable to omit the days with strongly disturbed pressure variation as CHAPMAN had shown in the case of the lunar air tide. BARTELS (1923) has pointed out that under certain conditions the daily pressure curve may be affected by a selection of the data. For instance, since clear days are mainly days with an anticyclonic regime the mean curve for clear days would have an anticyclonic curvature superimposed. But it appears that our selection does not produce an appreciable "curvature effect". This can be seen in the case of Daneborg. The harmonic constants for this station were computed with and without the disturbed days. The results are given in Table II.

Table II. *Harmonic Coefficients for Daneborg (1947—1952)*

	With Undisturbed Days Only			With All Days		
	a_2	A_2	P. E.	a_2	A_2	P. E.
	mbar		mbar	mbar		mbar
All year	.150	344° 34′	.007	.141	337° 58′	.007
Equinoxes	.174	334° 28′	.013	.163	333° 45′	.012
Winter	.147	340° 57′	.010	.132	325° 50′	.011
Summer	.159	354° 13′	.009	.140	354° 15′	.010

Here it is assumed that S_2 is expressed in the form $a_2 \cos (30\,t - A_2)$. The values obtained for the amplitudes (a_2) in millibars and phase angles (A_2) using the undisturbed days are only slightly larger than those using all the days. No difference in the radius of the probable error of the mean amplitudes (P. E.) in mbs was detected. A somewhat more elaborate method which would not discard entirely the days with large unperiodic variations would be the weighting method of Bartels (1923). This method permits the inclusion of all the data in the computation of the harmonic constants. It is particularly desirable if only a very limited amount of data is available. But it is also very time-consuming and has therefore not been used here where relatively long series of pressure observations were available.

The disturbed days were omitted only for the Greenland stations which were the last ones to be computed. In the case of the other stations all data were used.

It must be pointed out that the data are still far from perfect. It is impossible to expect very accurate values of the computed amplitude and phase, since in polar regions the amplitude is small, and the unperiodic pressure variations are large.

The mean bi-hourly and mean three-hourly pressure values were computed at each station for each year and for its three seasons: winter, summer and equinoxes. Winter was assumed to be composed of the months of November, December, January, and February; summer, of the months of May, June, July, and August; and equinoxes of the months of September, October, March, and April. The correction for linear trend has been applied to these data (Conrad and Pollak, 1950). The data were then harmonically analyzed in order to determine the harmonic constants for S_2.

Only the monthly means for each of the ten years of data from Reykjavik were available. Therefore the application of the linear-trend correction was carried out in a somewhat different manner, namely by assuming that the monthly means can be considered as characteristic for each month. In this manner a linear trend from month to month could be determined.

With any numerical measure some idea of its limits of accuracy should also be available. Therefore the radius of the probable-error circle for the mean (not for the individual year) was computed to determine the uncertainty of the values for the harmonic coefficients of S_2 at each station. The results of the harmonic analysis are tabulated in Table III.

In this table the amplitudes are given in millibars. The times of maxima are expressed in Local Mean Time and also in Greenwich Meridian Time. *P. E.* is the radius of the probable-error circle of the mean. The phase angles (A_2') are given in degrees when Local Mean Time is used and are computed by using the usual harmonic sine term (rather than the cosine term)

$$a_2 \sin (30\,t_2 + A_2').$$

The winter data for Fort Smith represent evidently a very unsatis-

factory determination because the magnitude of the amplitude is smaller than the radius of its probable-error circle. There seems to be no satisfactory explanation for this peculiarity.

III. Discussion

From the results contained in Table III it is now possible to obtain a general picture of the geographical and seasonal variation of the semidiurnal pressure oscillation for a region extending from about 60° N to 80° N and from about 165° W to 150° E.

A. Amplitude (a_2)

There is a relatively small variation of a_2 with latitude. This is due to the superposition of W_2 and Z_2; W_2 decreases polewards while Z_2 increases. The amplitude is primarily a function of the longitude.

From Table III the seasonal variation of a_2 can be seen. The seasonal variation of S_2 would be best represented by harmonic dials; but these dials are not reproduced here since the same information is given in Table III. One can easily recognize the existence of an equinoctial maximum at all but three stations. This result agrees with SPAR's findings for the United States (1952 I, II) and with the fact that the amplitude of the solar semidiurnal tidal potential and the semidiurnal temperature wave, or at least its migrating part, also exhibit maxima at the equinoxes (KERTZ, 1956). Three stations (Barrow, Cambridge Bay and Green Harbour) unexpectedly show a winter maximum. The minimum occurs in summer, except at four stations (Daneborg, Fort Smith, Upernavik and Little America).

B. The Phase (A_2)

There is no apparent systematic dependence of the phase on the latitude. The earliest phase for the annual mean is found at 4.41 hours Local Meridian Time in Cambridge Bay and a late phase at 12.24 hours Local Meridian Time in Barrow. Both stations lie approximately on the same latitude.

From our results one may conclude that there is no very definite seasonal variation of A_2. This fact would agree with KERTZ's (1956) findings, at least for the migrating temperature wave, that its phase shows no seasonal variation. On the other hand, at the five stations above 70° N latitude (Barrow, Daneborg, Green Harbour, Jan Mayen, Upernavik) the maximum occurs latest in summer while at the only station south of 70° S latitude (Little America) the maximum occurs latest in winter. The maximum occurs earliest during the winter at these same stations in the northern hemisphere, except at Barrow where the phase angles are practically the same in summer and winter within the limits given by the probable-error circle. These statements refer to the phase angles according to mean (Local or Greenwich) time. But the correction from mean to true solar time is so small on the average for the seasons as defined here that its application to the values of Table III would not change matters.

Table III. *Mean Annual and Seasonal Harmonic Coefficient for each Polar Station*

	a_2 mbar	P. E. mbar	A'_2	t_2 max L. M. T.	t_2 max G. M. T.
1. Angmagssalik					
Annual	.166	.014	156.82°	9.78	12.28
Winter	.165	.023	161.67°	9.62	12.12
Equinoxes	.191	.017	162.13°	9.61	12.11
Summer	.145	.013	144.95°	10.18	12.68
2. Barrow					
Annual	.103	.006	82.80°	12.24	10.67
Winter	.122	.019	71.03°	12.64	11.06
Equinoxes	.095	.007	93.53°	11.89	10.31
Summer	.088	.012	68.25°	12.74	11.16
3. Bergen					
Annual	.160	—	119.80°	11.01	10.65
Winter	.170	—	115.64°	11.14	10.79
Equinoxes	.177	—	118.45°	11.04	10.69
Summer	.128	—	116.89°	11.09	10.74
4. Cambridge Bay					
Annual	.072	.005	317.72°	4.41	11.42
Winter	.123	.006	331.57°	3.95	10.95
Equinoxes	.047	.003	292.90°	5.24	12.24
Summer	.041	.010	320.52°	4.32	11.32
5. Daneborg					
Annual	.141	.007	152.50°	9.92	11.27
Winter	.132	.011	164.63°	9.51	10.86
Equinoxes	.163	.012	156.72°	9.77	11.12
Summer	.140	.010	136.22°	10.46	11.81
6. Green Harbour					
Annual	.082	—	101.40°	11.62	10.67
Winter	.098	—	111.97°	11.28	10.33
Equinoxes	.083	—	110.73°	11.31	10.36
Summer	.072	—	83.97°	12.20	11.25
7. Fort Smith					
Annual	.081	.006	172.98°	9.24	4.70
Winter	.009	.012	144.48°	10.18	5.65
Equinoxes	.126	.010	179.22°	9.03	4.49
Summer	.090	.009	169.22°	9.36	4.82
8. Holsteinsborg					
Annual	.132	.007	195.67°	8.48	12.06
Winter	.125	.020	203.85°	8.21	11.79
Equinoxes	.156	.012	193.00°	8.57	12.15
Summer	.116	.011	190.95°	8.68	12.26

Table III (continued). *Mean Annual and Seasonal Harmonic Coefficient for each Polar Station*

	a_2 mbar	P. E. mbar	A'_2	t_2 max L. M. T.	t_2 max G. M. T.
9. Jan Mayen					
Annual	.141	—	128.13°	10.73	11.29
Winter	.152	—	136.30°	10.47	11.02
Equinoxes	.158	—	130.02°	10.68	11.23
Summer	.110	—	116.85°	11.11	11.66
10. Little America					
Annual	.118	.025	92.36°	12.09	11.02
Winter	.136	.047	66.56°	12.78	11.71
Equinoxes	.117	.020	137.66°	10.41	9.34
Summer	.191	.032	98.06°	11.73	10.66
11. Oslo					
Annual	.203	—	133.10°	10.56	9.85
Winter	.187	—	129.92°	10.67	9.96
Equinoxes	.247	—	137.10°	10.43	9.72
Summer	.179	—	131.42°	10.62	9.91
12. Reykjavik					
Annual	.196	.008	151.30°	9.97	11.43
Winter	.210	.021	155.15°	9.82	11.29
Equinoxes	.230	.016	151.90°	9.94	11.41
Summer	.145	.009	145.11°	10.16	11.63
13. Trondheim					
Annual	.126	—	127.08°	10.76	10.07
Winter	.129	—	120.28°	10.98	10.30
Equinoxes	.151	—	135.75°	10.47	9.79
Summer	.097	—	123.82°	10.86	10.18
14. Upper Frobisher Bay					
Annual	.164	.010	198.70°	8.38	12.95
Winter	.186	.014	216.57°	7.78	12.35
Equinoxes	.197	.016	193.90°	8.54	13.11
Summer	.151	.013	187.48°	8.75	13.32
15. Upernavik					
Annual	.091	.007	213.77°	7.89	11.63
Winter	.076	.011	231.62°	7.28	11.02
Equinoxes	.117	.012	210.18°	8.00	11.74
Summer	.086	.009	202.33°	8.25	11.99
16. Whitehorse					
Annual	.159	.019	102.27°	11.51	8.51
Winter	.163	.026	88.27°	12.04	9.04
Equinoxes	.197	.036	107.15°	11.43	8.43
Summer	.107	.024	115.93°	11.14	8.14

The time of occurrence of the maximum and its change from summer to winter for these high-latitude stations is the same as found by Hann mainly from stations at lower latitudes. At latitudes polewards of 70°, Z_2 is considerably larger than W_2 (see below, Table IV). Thus is appears that for both Z_2 and W_2 the maximum occurs latest in summer. The behavior of the phase angle at Little America seems to indicate that this variation does not follow the seasons, but is in the same sense in both hemispheres. However, much more information about the seasonal variation of S_2 in the southern hemisphere is required before any definite rule can be established.

C. Separation of W_2 and Z_2

It is possible, at least for the yearly values, to separate Z_2 and W_2 approximately since the distribution of W_2 is represented through the formula (3) derived by Haurwitz (1956). According to this formula the amplitude is constant on each latitude circle and the phase angle in Local Mean Time is equal to 158° everywhere. From S_2 and W_2. Z_2 can be computed vectorially in the following manner. Let the amplitude be a, the phase angle (in Local Mean Time) A, and let the subscript w refer to W_2, s to S_2 (observed) and z to Z_2 (see Fig. 1).

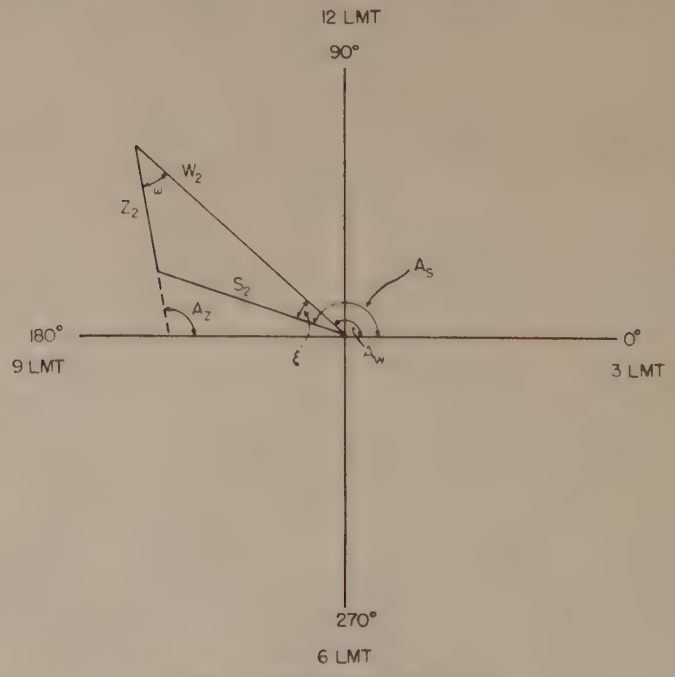

Fig. 1. Separation of W_2 and Z_2

Let $\xi = A_s - A_w$ which may be positive or negative. From the cosine law, the amplitude of the standing wave can be calculated

$$a_z^2 = a_s^2 + a_w^2 - 2\, a_s\, a_w \cos \xi$$

Since

$$\sin \omega = \sin \xi \frac{a_s}{a_z},$$

the phase angle of Z_2 may be determined by using the following expression,

$$A_z = A_w - \omega.$$

The time of maximum of Z_2 in Local Mean Time is given by

$$t_{\text{L.M.T.}} = \frac{450 - A_z}{30}$$

and to convert it to Greenwich Meridian Time

$$t_{\text{G.M.T.}} = t_{\text{L.M.T.}} - \frac{\lambda}{15},$$

if longitude (λ) is counted positive to the east.

Table IV. *Separation of W_2 and Z_2 from S_2*

Station	Amplitude (mbs)			$t_{s\max}$ (G.M.T.)		
	a_s	a_w	a_z	t_s	t_w	t_z
Angmagssalik .	.166	.085	.081	12.28	12.23	12.31
Barrow	.103	.045	.101	10.67	8.15	11.47
Bergen	.160	.130	.099	10.65	9.37	12.45
Cambridge Bay	.072	.055	.125	11.55	4.73	11.12
Daneborg	.141	.030	.111	11.27	8.81	11.35
Fort Smith ...	.081	.125	.051	10.67	5.19	11.99
Green Harbour	.082	.013	.076	4.82	8.78	10.95
Holsteinsborg .	.132	.071	.087	12.06	1.31	11.06
Jan Mayen	.141	.045	.104	11.29	10.29	11.70
Oslo	.203	.140	.096	9.85	9.02	11.11
Reykjavik	.196	.095	.102	11.43	11.19	11.63
Trondheim	.126	.100	.065	10.07	9.04	11.78
Upernavik	.091	.035	.077	12.95	1.47	10.88
Upper Frobisher ...	.164	.100	.110	11.63	2.30	11.72
Whitehorse....	.159	.125	.136	8.51	6.73	10.30
Little America .	.118	.010	.114	11.02	7.02	11.00

Table IV shows the results thus obtained after separating S_2 into its two components Z_2 and W_2. The amplitude of the standing wave is larger than the amplitude of the migrating wave, except in five cases where the migrating wave seems to have the larger component. These five stations are Angmagssalik, Bergen, Fort Smith, Oslo, and Trondheim. The maxima for the standing wave occur between 10.30 and 12.45 Greenwich Meridian Time. The maxima for the traveling wave occur at the same hour, 9.73 Local Mean Time. When this maximum is expressed in Greenwich Meridian Time, like that of Z_2, the times of maximum are, of course, spread over the whole twelve hours.

Figure 2 is a map showing the vectors for S_2 and Z_2 in the form of harmonic dials expressed in Greenwich Meridian Time. From this map

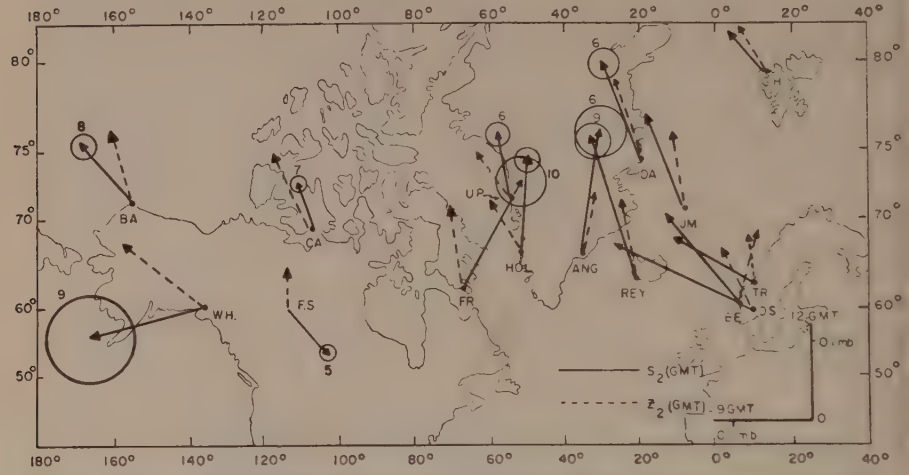

Fig. 2. Distribution of the yearly means of S_2 and Z_2 at high latitudes. The length of the dial vector gives the amplitude, its direction the time of the maximum in Greenwich Mean Time (see harmonic dial at lower right of figure). The circle shows the probable error of the mean with the number of years used to compute the harmonic coefficients

it can be seen that in all cases the arrow representing Z_2 has a large component towards 12 hours G. M. T. irrespective of the direction of S_2.

D. Analytic Representation of Z_2 at High Latitudes

The data from the 16 stations discussed here represent presumably the most reliable determinations of S_2 at high latitudes because they are based on much longer records than those from other stations. Further, for all these stations, except the ones taken from SCHOU's publication (1939), a measure of their reliability in the form of the radius of the probable-error circle of the mean has been computed. For these reasons it seems desirable to determine the form of Z_2 from these data alone and compare it with the form determined by one of us (B. H.) from a much larger, but at least partly, much poorer material (see eq. (4) of this paper).

This has been done with the aid of the amplitude and phases of Z_2 given in Table IV. Let the standing zonal pressure oscillation at a given station be

$$a \sin (30\,t - 2\,\lambda + A')$$

where the subscript z is now omitted because only the zonal oscillation is being considered. Amplitude a and phase angle A' are functions of the colatitude θ. We wish to represent all 16 expressions of the above form as closely as possible by the following series:

$$\sum_{n=1}^{4} z_n E_n(\theta) \sin (30t - 2\lambda + \gamma_n).$$

Here z_n and γ_n are constants, $E_n(\theta)$ is explained by equations (5) and (6). Four terms were chosen because this was found to be a satisfactory number in another investigation (Haurwitz, 1956). Contrary to that investigation, however, we shall here not first average over whole latitude circles, but use the values of Z_2 for individual stations directly.

We require that the coefficients z_n and γ_n be chosen so that the quantity

$$\Omega = \sum_{i=1}^{16} \left\{ \left(a_i \cos A_i - \sum_{n=1}^{4} z_n E_n(\theta_i) \cos \gamma_n \right)^2 + \left(a_i \sin A_i - \right. \right.$$

$$\left. \left. - \sum_{n=1}^{4} z_n E_n(\theta_i) \sin \gamma_n \right)^2 \right\}$$

becomes a minimum according to the method of least squares. We let

$$x_n = z_n \cos \gamma_n \text{ and } y_n = z_n \sin \gamma_n,$$

and find from the minimum conditions

$$\partial \Omega / \partial x_n = 0, \quad \partial \Omega / \partial y_n = 0$$

that

$$\sum_{i-1}^{16} E_m(\theta_i) a_i \cos A_i = \sum_{n=1}^{4} x_n \sum_{i=1}^{16} E_m(\theta_i) E_n(\Theta_i)$$

$$\sum_{i=1}^{16} E_m(\theta_i) a_i \sin A_i = \sum_{n=1}^{4} \gamma_n \sum_{i=1}^{16} E_m(\theta_i) E_n(\Theta_i).$$

After the x_n and y_n have been computed for these equations, z_n and y_n can easily be evaluated. The series for Z_2 obtained in this manner is the following (in 10^{-2} mb):

$$Z_2 = 1.7 E_1 \sin(2t - 2\lambda + 344°) + 10.3 E_2 \sin(2t - 2\lambda + 294°) + 0.3 E_2 \sin(2t - 2\lambda + 354°) + 0.2 E_4 \sin(2t - 2\lambda + 172°). \quad (7)$$

The main differences between this series and the one found by Haurwitz (1956) (see equation (4)) are in the amplitude of the second term which is here twice as large as in equation (4), and in the smallness of the third and fourth terms. These differences make the second term much more predominating. The dissimilarity between (7) and (4) is attributable to the much smaller latitude spread of the data considered here. Expression (4) was based on the values of Z_2 at all latitudes while the present one is derived from high-latitude stations alone. Over this ratively small range of latitudes Z_2 does not change greatly. Therefore, it can more easily be represented by a few terms or even by only one term than the distribution over all latitudes. This is the reason why the factors of E_1, and especially of E_3 and E_4 are much smaller here in comparison with the factor for E_2 than in the formula given previously by one of us.

If Z_2 at high latitudes is to be expressed by the highest term in the foregoing series alone, one finds by the method of least squares that (in 10^{-2} mb)

$$Z_2 = 9.6 E_2(\theta) \sin(2t - 2\lambda + 289°). \quad (8)$$

To compare the approximation given by (8) with that given by (7), we have computed $\Omega/\sqrt{16}$, the root-mean-square of the errors. In the

case of four terms it is 0.027 mb; in the case of the above expression consisting of one term only it is 0.034 mb. Thus, there is some improvement in the degree of approximation to Z_2 if four terms are used instead of one. But this improvement is not very large, and for many purposes the one-term expression for Z_2 should be satisfactory, as long as only its distribution at high latitudes is to be considered. If the world-wide distribution of Z_2 is to be discussed, the expression (4) must be used because it is based on data from a much wider range of latitudes.

Acknowledgments

The research reported in this paper was supported by the Geophysics Research Directorate, Air Force Cambridge Research Center, Cambridge, Massachusetts, under contract No. AF 19 (604)-1006.

The writers are very much indebted to Mrs. Jutta Neumann who carried out some of the computations.

References

Bartels, J., 1923: Zur Berechnung der täglichen Luftdruckschwankung. Ann. d. Hydrogr., **51**, 153—160.

Chapman, S., 1924: The semidiurnal oscillation of the atmosphere. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., **50**, 165—195.

— 1951: Atmospheric tides and oscillations. In Compendium of Meteorology, A. M. S., Boston, T. F. Malone, Editor.

Conrad, V. and L. W. Pollak, 1950: Methods in Climatology. Harvard University Press, Cambridge, Mass., Chap. V, 119—154.

Hann, J. v., 1889: Untersuchungen über die tägliche Oszillation des Barometers. Denksch. d. kais. Akad. d. Wiss. Wien. Mathem.-Naturw. Classe, **55**, 49—121.

— 1892: Weitere Untersuchungen über die tägliche Oszillation des Barometers. Denksch. d. kais. Akad. d. Wiss. Wien. Mathem.-Naturw. Classe, **59**, 297—356.

1917: Untersuchungen über die tägliche Oszillation des Barometers. Denksch. d. kais. Akad. d. Wiss., Wien. Mathem.-Naturw. Classe, **95**, 1—64.

1918: Die jährliche Periode der halbtägigen Luftdruckschwankung. Sitzungsberichte d. kais. Akad. d. Wiss., Wien. Mathem.-Naturw. Classe, IIa, **127**, 263—365.

Haurwitz, B., 1956: The geographical distribution of the semidiurnal solar pressure oscillation Meteorological Papers, vol. 2, no. 5, New York University Press.

Haurwitz, B. and F. Möller, 1955: The semidiurnal air-temperature variation and the solar air tide. Arch. Met., Geoph., Biokl., Ser. A, **8**, 332—350.

Kertz, W., 1956: Die thermische Erregungsquelle der atmosphärischen Gezeiten. Nachr. Akad. Wiss. Göttingen, Math.-Nat. Kl. **6**, 145—166.

Schou, G., 1939: Mittel und Extreme des Luftdruckes in Norwegen. Geofys. Publiskasjoner, **14**, no. 2.

Simpson, G. C., 1918: The twelve-hourly barometer oscillation. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., **44**, 1—19.

Spar, J., 1952, I: Thermal influences in the diurnal pressure wave. Bull. A. M. S., **33**, 339—343.

— 1952, II: Characteristics of the semi-diurnal pressure wave in the United States. Bull. A. M. S., **33**, 438—441.

551.509.33 : 551.577 : 551.509.54

Großwetterverhältnisse, Entstehung und Vorauserkennung mehrtägiger Niederschlagsperioden im Westalpengebiet[1]

Von

H. W. Courvoisier, Zürich-Kloten

Mit 2 Textabbildungen

Zusammenfassung. Im ersten Teil wird zunächst ein Typ des mehrtägigen Niederschlagscharakters, der synoptisch einer ausgeprägten zyklonalen Großwetterlage entspricht, definiert und *Niederschlagsperiode* genannt. Es wird gezeigt, daß sich eine Niederschlagsperiode meist über ein großes Gebiet des südlichen Mitteleuropa erstreckt. Für einen Querschnitt durch die Westalpen wird dann — getrennt in einzelne Regionen — für drei Jahre (1949 bis 1951) die Beziehung der Niederschlagsperioden zu den Großwetterlagen und zu den alpinen Höhenströmungsverhältnissen untersucht. Dabei stellt sich heraus, daß bei zyklonalen Nordwestlagen bzw. bei Höhenströmungen aus nördlichen Richtungen Niederschlagsperioden auf der äußeren Alpensüdseite infolge der Leewirkung der Alpen nahezu nie vorkommen. Auf der Alpennordseite können dagegen bei den als Hauptföhnlagen bekannten Großwetterlagen „Tief Britische Inseln" und „Trog Westeuropa" nicht unwesentliche Niederschläge auftreten.

Im zweiten Teil wird die Entstehung von Niederschlagsperioden untersucht. Es wird gezeigt, daß Niederschlagsperioden auf bestimmte synoptische Faktoren der großräumigen troposphärischen Temperatur- und Strömungsverhältnisse zurückgeführt werden können. Auf Grund einer Kombination der synoptischen Faktoren mit regionalen Zusatzbedingungen ist es möglich, sowohl nord- als auch südalpine Niederschlagsperioden mit relativ großer Sicherheit vorauszuerkennen. Im Unterschied zu den gebräuchlichen Prognosenmethoden kann eine Niederschlagsperiode, falls die synoptischen Entstehungsbedingungen vorhanden sind, direkt vorauserkannt werden; der indirekte Weg der Prognose der Druck- und Strömungsfelder und deren wettermäßige Interpretation kann daher vermieden werden.

Summary. The author starts with defining the type of a clearly cyclonic meteorological situation which is characterized by precipitations of several days' duration, calling it "*period of precipitations*". He shows that such a

[1] Bearbeitet nach der Dissertation unter gleichem Titel; Innsbruck, Institut für Meteorologie und Geophysik (1954).

period generally spreads over a large area of the southern part of Central Europe, and he continues by examining for a period of 3 years (1949 – 1951) and separately for different regions of the Western Alps, the relation between the periods of precipitations, the large-scale meteorological situation and the Alpine upper air currents. It turns out that with "cyclonic NW situations" and with upper air currents from N periods of precipitations on the exterior parts south of the Alps hardly ever occur, because of the lee-side effect of the Alps. In the northern part, however, important precipitations may occur with large-scale weather situations known as the main foehn situations ("depression over the British Isles" and "trough over Western Europe").

In the second part the author examines the development of periods of precipitations and shows that such periods can be attributed to certain synoptic factors of the general conditions of currents and temperature in the troposphere. In combining the synoptic factors with special regional conditions it is possible to forecast with relatively high reliability periods of precipitations north as well as south of the Alps. Against the usual indirect forecasting methods a period of precipitation may be directly predicted if the synoptic conditions for their development are realized.

Résumé. L'auteur définit tout d'abord le type d'une situation météorologique générale, nettement cyclonique, caractérisée par des précipitations se prolongeant sur l'espace de plusieurs jours, qu'il nomme «*période de précipitations*». Il montre qu'une telle période s'étend en général sur une grande région de la partie méridionale de l'Europe centrale. Il examine ensuite, pour une période de 3 ans (1949 – 1951), la relation entre les périodes de précipitations, les situations météorologiques générales et les courants en altitude au-dessus des Alpes, ceci séparément pour différentes régions des Alpes occidentales. Il s'ensuit que lors de «situations cycloniques de NW», et lors de courants d'altitude du secteur N, il n'y a pour ainsi dire jamais de périodes de précipitations sur le versant extérieur sud des Alpes, ces régions étant situées «sous le vent». En revanche, au nord des Alpes, par situation typique de foehn (dépression sur les Iles Britanniques, thalweg sur l'Europe occidentale) des précipitations importantes peuvent se produire.

L'auteur montre ensuite que les périodes de précipitations peuvent s'expliquer par des facteurs synoptiques définis par des conditions générales des courants et de la température dans la troposphère. En combinant les facteurs synoptiques avec des conditions régionales particulières, il est possible de prévoir, avec une assez grande certitude, des périodes de précipitations tant au nord qu'au sud des Alpes. A l'encontre des méthodes indirectes de prévision usuelles, mais à condition que les éléments de leur genèse soient donnés, les périodes de précipitations peuvent être directement prévues.

Einleitung

Ein wichtiges Problem der Synoptik ist die *Vorauserkennung des mehrtägigen Niederschlagscharakters*. Es sei nun hier ein bestimmter Niederschlagstyp betrachtet, und zwar derjenige, der normalerweise zu einer ausgeprägten *zyklonalen Großwetterlage* gehört. Dieser Niederschlagstyp, der auch die Katastrophenlagen umfaßt, ist in den Alpen wegen seiner Belästigung oder Gefahr für den Verkehr und den Tourismus sowie wegen seiner Lawinen- und Überschwemmungsfolgen von besonderer Bedeutung. Die folgende Untersuchung bezieht sich auf den Teil des Westalpengebietes

zwischen Montblanc, Zürich, Silvretta und Mailand und auf die Jahre 1949 bis 1951. Es wird zunächst gezeigt, bei welchen Arten zyklonaler Großwetterlagen und welchen Höhenströmungsrichtungen bevorzugt Niederschlagstypen bzw. -perioden auftreten; sodann werden die synoptischen Entstehungsbedingungen untersucht und auf Grund davon eine Prognosenmethode für Niederschlagsperioden gegeben.

I. Die Niederschlagsperiode

1. Definition der Niederschlagsperiode

Der Ausdruck *Niederschlagsperiode* möge bedeuten: mehrtägiger Niederschlagscharakter während einer ausgeprägten zyklonalen Großwetterlage[1]. Aus der monatlichen Publikation des Deutschen Wetterdienstes „Die Großwetterlagen Mitteleuropas" wurden für einige Jahre die zyklonalen Lagen, mit Ausnahme derjenigen mit sehr schwachen troposphärischen Druckgradienten, herausgesucht und die Anzahl Niederschlagstage und Niederschlagsmengen, welche dabei an 48 süddeutschen Stationen verzeichnet wurden, ermittelt. Man ersieht daraus, daß während solcher Lagen im allgemeinen mindestens 3 Niederschlagstage sowie mindestens 10 mm Gesamtniederschlagsmengen auftreten. Es wurde angenommen, daß auch im Alpengebiet etwa bei 3 Tagen und 10 mm die Grenze zwischen Niederschlagscharakter einerseits bei schwach antizyklonalen oder schwach zyklonalen Lagen und demjenigen andrerseits bei ausgeprägt zyklonalen Lagen liegt. Die minimale Anzahl von 3 Niederschlagstagen und die minimale Niederschlagssumme von 10 mm bilden nun die Hauptbedingungen für die Auswahl von Niederschlagsperioden. Außerdem seien noch folgende Bedingungen für die Bezeichnung „Niederschlagsperiode" gestellt:

1. Es müssen mindestens 2 Tage mit Niederschlag >0.1 mm nacheinander auftreten.

2. Es müssen mindestens 2 Tage mit Niederschlag >1 mm an mindestens 50% der Stationen auftreten.

3. Es darf höchstens je ein niederschlagsfreier Tag zwischen Niederschlagstagen vorkommen.

4. Bei mehr als 3 Tage dauernden Niederschlagsperioden müssen 10 mm Niederschlag in spätestens 4 Tagen erreicht oder überschritten sein.

2. Gebietseinteilung

Als besonders geeignet für die Untersuchung von Niederschlagsperioden im definierten Sinne erscheint das Gebiet beidseits des Alpenkammes von Montblanc/Monte Rosa bis Silvretta/Ofenpaß (s. Karte Abb. 1). Außer den eigentlichen Gebirgsgegenden umfaßt das Gebiet noch einen Teil des Alpenvorlandes. Das Gesamtgebiet wurde in folgende Regionen unterteilt:

---

[1] Es handelt sich hier um eine den synoptischen Verhältnissen angepaßte, nicht um eine klimatologische Definition.

1. Nord-West (Gebiet nördlich des Waadtländer/Berner Alpenkammes),
2. Nord-Ost (Gebiet nördlich Gotthard/Glarner Alpenkamm/Rhätikon),
3. West-Innen (Wallis zwischen Berner und Walliser Alpenkamm),
4. Ost-Innen (Hydrographisches Rheingebiet Graubündens),
5. Süd-Innen (dem Alpenhauptkamm nahegelegene Alpensüdseite einschließlich Oberengadin),
6. Süd-Außen (Gebiet der oberitalienisch-tessinischen Seen, Poebene bis Mailand/Vercelli).

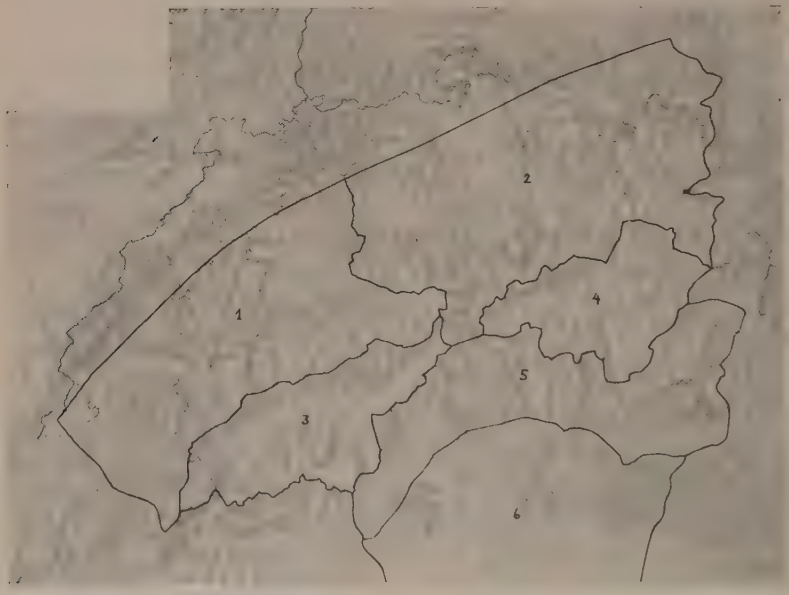

Abb. 1. Einteilung der Niederschlagsregionen: 1 = Nord-West, 2 = Nord-Ost, 3 = West-Innen, 4 = Ost-Innen, 5 = Süd-Innen, 6 = Süd-Außen

Die Anzahl der Niederschlagsmeßstationen in den einzelnen Regionen beträgt:

Nord-West 65 (davon 16 in 1000—1500 m und eine in über 2000 m Höhe gelegen),

Nord-Ost 170 (davon 19 in 1000—1500 m, 3 in 1500—2000 m und 2 in über 2000 m Höhe gelegen),

West-Innen 20 (davon 8 in 1000—1500 m und 5 in 1500—2000 m Höhe gelegen),

Ost-Innen 32 (davon 16 in 1000—1500 m, 4 in 1500—2000 m und 2 in über 2000 m Höhe gelegen),

Süd-Innen 23 (davon 7 in 1000—1500 m, 6 in 1500—2000 m und eine in über 2000 m Höhe gelegen),

Süd-Außen 16 (davon eine in 1000—1500 m und eine in 1500—2000 m Höhe gelegen).

Die Auswertung der Tabellen der Niederschlagsmengen wurde folgendermaßen vorgenommen: es wurden für jeden Tag die mittleren Niederschlagsmengen von je etwa 20 Stationen ermittelt und bei den Regionen

mit größerer Stationszahl daraus ein Gesamtmittel für eine ganze Region gebildet. Tage, an denen an weniger als 25% der Stationen einer Region Niederschlag fiel, wurden nicht gezählt. Niederschlagsperioden, die nur an 25 bis 50% der Stationen einer Region auftraten, wurden als ½ gezählt.

3. Übersicht über die Niederschlagsperioden in den Jahren 1949 — 1951

Legt man bei der Auswahl der Niederschlagsperioden die oben erwähnten Bedingungen zugrunde, so beträgt die Zahl der Niederschlagsperioden während der Jahre 1949 bis 1951 in den einzelnen Regionen:

Nord-West	64
Nord-Ost	64½
West-Innen	45
Ost-Innen	56½
Süd-Innen	54
Süd-Außen	53½

Wie man sieht, ist die Zahl der Niederschlagsperioden in den witterungsklimatisch ähnlichen Regionen Nord-West und Nord-Ost nahezu gleich; auch die zeitliche Übereinstimmung ist sehr groß. Bezeichnet man zwei Niederschlagsperioden als zeitlich übereinstimmend, wenn sie im Beginn oder am Ende höchstens um einen Tag voneinander abweichen, so erhält man für die Regionen Nord-West und Nord-Ost die Zahl der übereinstimmenden Niederschlagsperioden zu 61 (= 95%).

In den Regionen des inneren Alpengebietes macht sich der witterungsklimatische Unterschied zu den äußeren Alpen- und Voralpenregionen in einer verminderten Zahl von Niederschlagsperioden bemerkbar. Es ist jedoch beachtenswert, daß während Niederschlagsperioden in den inneren Alpengebieten nahezu immer in mindestens einer nördlichen Region auch eine Niederschlagsperiode auftritt.

Von den südalpinen Niederschlagsperioden stimmt nur ein Teil mit denjenigen in den inneren und nördlichen Regionen zeitlich überein, allerdings der größere Teil. Ein Unterschied zwischen Niederschlagsperioden in der Region Süd-Innen und Süd-Außen besteht darin, daß diejenigen in der Region Süd-Innen häufig länger sind als jene in der Region Süd-Außen.

Um zu prüfen, ob sich nordalpine Niederschlagsperioden im allgemeinen auch auf die Flachlandgegenden des südlichen Mitteleuropa erstrecken, wurden aus den „Großwetterlagen Mitteleuropas" auch die Niederschlagsperioden in Süddeutschland während der Jahre 1949 bis 1951 ermittelt. Danach beträgt die zeitliche Übereinstimmung von Niederschlagsperioden zwischen Süddeutschland und dem Nordalpengebiet 88%, bezogen auf die Zahl der Niederschlagsperioden im Nordalpengebiet. Von den 12%, die nicht übereinstimmen, sind die Mehrzahl solche, die nur in den Nordalpen auftreten. Es ist demnach sehr wahrscheinlich, daß sich Niederschlagsperioden nordseits der Alpen nicht nur in den Jahren 1949 bis 1951, sondern allgemein über größere Gebiete des südlichen Mitteleuropa erstrecken — im Gegensatz zu großen Niederschlägen, die häufig nur sehr kleinräumig auftreten.

Es seien hier noch Beginn und Dauer der untersuchten Niederschlagsperioden angegeben:

Alpennordseite: 1949: 9./11. Jan. (6—8 Tage); 27. Feb. (5); 8. März (4) (nur in einer Region); 14. März (6); 2./4. April (6 -7); 21. April (5—6); 29. April (3—9); 9. Mai (5—18); 29. Mai (8—15); 5. Juli (4—5) (nur in einer Region); 15. Juli (5—6); 9. Aug. (4—6); 23. Aug. (10—11); 12. Sept. (10); 24. Okt. (4); 5./6. Nov. (10—11); 23./24. Nov. (5); 2. Dez. (5); 9. Dez. (3—4); 14./15. Dez. (5);

1950: 3. Jan. (3—5); 16. Jan. (4); 4./6. Feb. (10—11); 20. Feb. (8—9); 19. März (3) (nur in einer Region); 2. April (3—4); 9./10. April (8—19); 2. Mai (6); 16. Mai (3) (nur in einer Region); 21./23. Mai (6—8); 11./13. Juni (6—8); 1. Juli (5—7); 10. Juli (5—6); 20./21. Juli (3—4) (nur in einer Region); 26. Juli (3—11); 10. Aug. (3—10); 24. Aug. (14—17); 14. Sept. (3); 18./19. Sept. (3—5); 30. Sept. (3—4); 8. Okt. (3); 2. Nov. (3—4); 10./11. Nov. (16—24); 3. Dez. (8); 15. Dez. (5—6);

1951: 12. Jan. (9—10); 4./5. Feb. (3—4); 9./11. Feb. (5—6); 17. Feb. (10—12); 9./11. März (20—23); 7./8. April (4—8); 26. April (4); 3. Mai (8) (nur in einer Region); 7. Mai (4—10); 26. Mai (3—18); 15./16. Juni (5); 22./23. Juni (4—9); 8. Juli (9); 22. Juli (3—5); 7. Aug. (4—10); 20. Aug. (3—8); 30./31. Aug. (3—5); 23. Sept. (7); 20./21. Okt. (3 -4); 31. Okt. (4); 6./8. Nov. (7 -9); 18./19. Nov. (11 12); 3./6. Dez. (4—8); 25. Dez. (11—12);

Alpensüdseite: 1949: 8. März (4 Tage); 21./23. April (4 -6); 29. April (8—9); 16./17. Mai (4—5); 29. Mai (5); 6. Juli (3 -4); 14./15. Juli (5); 23. Aug. (10—11); 18. Sept. (3 -4); 25. Okt. (3); 19. Nov. (9);

1950: 22. Jan. (6—7); 4. Feb. (3); 9./11. Feb. (3 -5); 19. März (3) (nur in einer Region); 11./12. April (15—16); 2. Mai (3—17); 22. Mai (6—7); 11./13. Juni (6—7); 31. Juli (3); 10. Aug. (9—10); 24. 25. Aug. (10—11) (nur in einer Region); 31. Aug. (4); 13. Sept. (3); 25. Sept. (4); 11. Nov. (5—6); 19. Nov. (4—7); 6. Dez. (3); 11./13. Dez. (5—6); 22. Dez. (5—7);

1951: 1./2. Jan. (3); 18. Jan. (3) (nur in einer Region); 24. Jan. (5—7); 3. Feb. (4); 9. Feb. (7); 18. Feb. (4); 7. März (7—8); 25. März (4) (nur in einer Region); 7. April (3 4); 25. April (5 6); 3./4. Mai (5—6); 16. Mai (4); 26. Mai (6 10); 16./17. Juni (4 10); 22. Juni (4); 8./11. Juli (6—9); 22. Juli (3); 3./4. Aug. (7 8); 25. Aug. (3); 30. Aug. (4); 23. Sept. (4 -7); 28. Sept. (5 6) (nur in einer Region); 19. 21. Okt. (5 7); 28. 29. Okt. (3 5) (nur in einer Region); 3. Nov. (10); 17./18. Nov. (4—5).

4. Beziehung der Niederschlagsperioden zu den Großwetterlagen

Bevor die Entstehung der Niederschlagsperioden untersucht wird, sei zunächst festgestellt, bei welchen Großwetterlagen Niederschlagsperioden bevorzugt auftreten. Da eine Niederschlagsperiode definitionsgemäß eng mit einer bestimmten Großwetterlage verknüpft ist und, wie erwähnt, meist eine ziemlich großräumige Witterungserscheinung ist, schien es angezeigt, für die Ermittlung der Wetterlagen-Abhängigkeit der Niederschlagsperioden den „Katalog der Großwetterlagen Europas" von Hess und Brezowsky [*1*] zu verwenden.

Welche Großwetterlagen geben nun am häufigsten zu Niederschlagsperioden Anlaß? In allen nord- und inneralpinen Regionen sind dies folgende Lagen [vgl. *1*]:

1. zyklonale Westlage,
2. Trog Mitteleuropa,
3. Trog Westeuropa,
4. zyklonale Nordwestlage,
5. (zyklonale) Winkelwestlage,
6. Zentraltief Britische Inseln (zyklonal in Mitteleuropa).

Die genauen Zahlenwerte der Häufigkeit, der Ergiebigkeit und der Niederschlagssummen der einzelnen Lagen für die verschiedenen Regionen zeigt die Tabelle 1:

Tabelle 1. *Niederschlagsverhältnisse der verschiedenen Großwetterlagen für die Alpennordseite und die inneren Alpengebiete*

Region	Großwetterlage	Anzahl Niederschlagstage[1] (> 1 mm)	mittlere Tagesmenge mm/Tag	Niederschlagssumme (1949—51) mm
Nord-West	zyklonale Westlage	**68**	6.9	**471**
	Troglage Mitteleuropa ..	56	6.7	376
	Troglage Westeuropa ...	34	**10.0**	341
	Tief Britische Inseln	27	7.6	206
	antizyklonale Westlage .	27	5.0	136
	Winkelwestlage	26	9.6	222
	zyklonale Nordwestlage .	23	8.5	195
	zyklonale Südwestlage ..	16	8.0	127
Nord-Ost	zyklonale Westlage	**86**	7.0	**600**
	Troglage Mitteleuropa ..	66	9.0	597
	zyklonale Nordwestlage .	35	9.5	331
	Troglage Westeuropa ...	34	**9.9**	337
	antizyklonale Westlage .	31	6.7	207
	Winkelwestlage	25	8.4	211
	Tief Britische Inseln	22	7.5	165
West-Innen	zyklonale Westlage	**50**	6.5	**327**
	Troglage Mitteleuropa ..	40	7.1	283
	Troglage Westeuropa ...	27	6.1	164
	Tief Britische Inseln	21	6.0	126
	antizyklonale Westlage .	20	4.6	91
	Winkelwestlage	18	7.3	131
	zyklonale Nordwestlage .	15	**11.5**	172
Ost-Innen	zyklonale Westlage	**61**	5.9	361
	Troglage Mitteleuropa ..	60	6.6	**397**
	Troglage Westeuropa ...	35	**10.0**	351
	antizyklonale Westlage .	32	6.7	214
	Tief Britische Inseln	30	8.8	263
	zyklonale Nordwestlage .	27	**10.0**	270
	Winkelwestlage	22	7.5	165

[1] Da die ganzen Niederschlagsperioden nicht immer mit einer Großwetterlage zeitlich übereinstimmen, wurden die einzelnen Niederschlagstage verwendet.

Beachtenswert ist, daß die zyklonale Westlage zwar in allen Regionen am häufigsten vorkommt, jedoch überall nur relativ geringe Ergiebigkeit aufweist, und zwar im Durchschnitt wie in den einzelnen Jahren. Bei der Lage Trog Westeuropa ist (außer für die Region West-Innen) die große Ergiebigkeit auffallend. Dies zeigt, daß diese Lage — und in geringerem Maße auch die Lage Tief Britische Inseln — neben ihrer großen

Föhnwirksamkeit auf der Alpennordseite auch größere Niederschläge verursachen kann. (Beispiel: 11. Feb. 1951). Die zyklonalen Großwetterlagen, deren Anzahl Niederschlagstage <15 ist, sind in der Tabelle 1 nicht angegeben, da Zahlenwerte über deren Häufigkeit, Ergiebigkeit und Niederschlagssumme zu wenig allgemein repräsentativ erscheinen. Es sei jedoch erwähnt, daß keine zyklonale Großwetterlage niederschlagsfrei war.

Die relativ große Häufigkeit der antizyklonalen Westlage dürfte wohl in erster Linie darauf zurückzuführen sein, daß trotz großräumig antizyklonaler Druck- und Steuerungsverhältnisse kleine Höhentiefs oder Kaltlufttropfen über dem Alpen- oder Mittelmeergebiet für das Wetter in den Alpen maßgebend sind; es kann sich aber auch um reine Stauniederschläge handeln, die meist am Ende einer Niederschlagsperiode beim Aufbau eines mitteleuropäischen Hochdruckgebietes auftreten. In diesen Fällen wäre die Verwendung einer alpinen Wetterlagen-Klassifikation geeigneter; leider war dies zur Zeit der Bearbeitung dieses Materials noch nicht möglich.

Auf der Alpensüdseite sind die Großwetterverhältnisse, die zu Niederschlagsperioden Anlaß geben, wesentlich verschieden von denjenigen in den nord- und inneralpinen Regionen. Es seien in Tabelle 2 die Zahlenwerte der Häufigkeit, der Ergiebigkeit und der Niederschlagssummen der einzelnen Lagen angegeben.

Tabelle 2. *Niederschlagsverhältnisse der verschiedenen Großwetterlagen für die Alpensüdseite*

Region	Großwetterlage	Anzahl Niederschlagstage (>1 mm)	mittlere Tagesmenge mm/Tag	Niederschlagssumme (1949—51) mm
Süd-Innen	Troglage Westeuropa ...	**42**	**12.0**	**506**
	Troglage Mitteleuropa ..	**41**	**9.0**	**371**
	Tief Britische Inseln	**35**	**12.1**	**424**
	zyklonale Westlage	**25**	**5.7**	**142**
	antizyklonale Westlage .	**23**	**8.5**	**196**
	zyklonale Südwestlage ..	**15**	**15.5**	**232**
Süd-Außen	Troglage Westeuropa ...	**41**	**13.6**	**559**
	Troglage Mitteleuropa ..	**32**	**10.9**	**349**
	Tief Britische Inseln	**29**	**13.9**	**402**
	antizyklonale Westlage .	**23**	**10.6**	**244**
	zyklonale Westlage	**19**	**4.7**	**90**
	zyklonale Südwestlage ..	**15**	**16.8**	**252**

In Tabelle 2 kommt deutlich zum Ausdruck, daß diejenigen Lagen am ergiebigsten an Niederschlag sind, welche für die Alpensüdseite Staulagen sind. Bemerkenswert ist, daß die zyklonale Westlage im Vergleich zu den nord- und inneralpinen Regionen eine sehr geringe Häufigkeit aufweist (südliche Regionen 19—25 Tage, nord- und inneralpine Regionen 50—86 Tage). Dieser Gegensatz dürfte seine Ursachen darin haben, daß bei zyklonaler Westlage Fronten bzw. Frontalzonen sich häufig von Norden gerade bis zu den Alpen erstrecken, während die Alpensüdseite auf der warmen Seite der Frontalzonen bzw. in einem zo-

nalen südeuropäischen Hochdruckband liegt. Die Abnahme der Wetterwirksamkeit der zyklonalen Westlage von Norden nach Süden läßt sich auf dem ganzen Querschnitt durch die Alpen erkennen:

Mittlere Anzahl Niederschlagstage:
Regionen Nord-West und Nord-Ost: 77
Regionen West-Innen und Ost-Innen: 55—56
Anzahl Niederschlagstage:
Region Süd-Innen: 25
Region Süd-Außen: 19

Eine weitere Ursache für die geringe Niederschlagswirksamkeit der zyklonalen Westlage im Süden dürfte der Lee-Effekt der Alpen sein. Es wird noch gezeigt werden, wie stark dieser Lee-Effekt besonders in der Region Süd-Außen und bei Höhenströmungen mit Nordkomponenten ist. Auch die Abnahme der Frontenwirksamkeit von Norden nach Süden kann natürlich zum Teil als ein Hindernis- bzw. Lee-Effekt aufgefaßt werden.

Besonders markant erscheint der niederschlagsverhindernde Lee-Effekt bei der zyklonalen Nordwestlage in der Region Süd-Außen. Zu einer Niederschlagsperiode hat diese Lage dort überhaupt nie Anlaß gegeben. Es trat lediglich an einem Tage eine mittlere Niederschlagsmenge (der 16 Stationen) von 2.5 mm auf. Die Abnahme der Niederschlagswirksamkeit von Norden nach Süden ist daher bei der zyklonalen Nordwestlage noch viel stärker als bei der zyklonalen Westlage:

Anzahl Niederschlagstage:

Region Nord-West:	23
Region Nord-Ost:	35
Region West-Innen:	15
Region Ost-Innen:	27
Region Süd-Innen:	8
Region Süd-Außen:	1

Nach diesem Ergebnis darf man wohl annehmen, daß die zyklonale Nordwestlage in der Region Süd-Außen nicht nur zufälligerweise während der Jahre 1949 bis 1951, sondern generell nur sehr selten Niederschläge verursacht. Es ist dazu allerdings zu bemerken, daß die Bezeichnung zyklonale Nordwestlage im „Katalog der Großwetterlagen" teilweise auch solche Tage erhalten, an denen zwar Luftzufuhr aus Richtung Großbritannien—Nordsee stattfindet, jedoch über dem Alpengebiet noch keine nordwestliche Höhenströmung vorhanden ist. Die Alpensüdseite befindet sich in diesen Fällen noch unmittelbar im Bereich eines sekundären Höhentiefs oder einer Höhentroglinie, und es braucht daher kein Lee-Effekt aufzutreten. Auf diese Weise läßt es sich wohl erklären, daß bei der Hageluntersuchung von Bider [2] die zyklonale Nordwestlage als relativ hagelbegünstigend im Tessin erscheint, zumal sich jene Untersuchung zum Teil (14 Jahre) auch auf die Zeit vor Einführung der Höhenwetterkarten bezieht.

Auch auf der Alpensüdseite hat die antizyklonale Westlage relativ häufig Niederschläge verursacht, und zwar aus dem gleichen Grunde wie in den nord- und inneralpinen Gebieten. Die dabei auftretenden größeren Tagesmengen sind hauptsächlich auf südliche Höhenwinde und Gewitterbildungen zurückzuführen.

5. Beziehung der Niederschlagsperioden zu den Höhenströmungsverhältnissen im Westalpengebiet

Um die Wetterverhältnisse noch spezieller für das Alpengebiet zu charakterisieren, erscheint es angebracht, die Strömungsverhältnisse in den Alpen während Niederschlagsperioden noch genauer darzustellen.

Dabei fragt es sich zunächst, welches Höhenniveau für die Angabe der Strömungsverhältnisse am geeignetsten wäre. Für die Bildung von Niederschlag kann jede troposphärische Höhe maßgebend sein. Es wäre daher erwünscht, die Strömungsrichtung für ein Niveau der unteren und eines der mittleren oder oberen Troposphäre zu ermitteln. Es kommt jedoch nur ein Niveau in Frage, in welchem die Strömungsrichtung für den ganzen Querschnitt durch die Alpen und während 24 Stunden im allgemeinen nicht stärker variiert. Aus diesem Grunde ist es am günstigsten, das 500 mb-Niveau zu verwenden. Es wurden nun für jeden Tag mit Niederschlag >1 mm in irgend einer Alpenregion die Pilotierungen bzw. Radarwindmessungen von Payerne, Friedrichshafen, München und Mailand sowie die Isohypsenrichtung der absoluten Topographie 500 mb miteinander verglichen und daraus eine mittlere Strömungsrichtung ermittelt.[1] Es wurden jedoch nur solche Tage verwendet, an denen alle Richtungen höchstens 45° voneinander abwichen und zudem alle Windgeschwindigkeiten ≥ 20 Knoten waren. Es sind daher in der folgenden Tabelle vor allem Tage mit Durchgängen von Trogscheitellinien nicht enthalten.

In Tabelle 3 sind nun die Anzahl Niederschlagstage (>1 mm), die mittleren Tagesmengen und die Niederschlagssummen (1949 bis 1951) für bestimmte Gruppen von Höhenströmungsrichtungen angegeben. Die Strömungsrichtungen in den nord- und den südalpinen Regionen wurden in Luvrichtungen, Leerichtungen und solche Richtungen, welche nicht eindeutig Luv- oder Leerichtungen sind, eingeteilt. In den inneralpinen Regionen wurden sie in die Richtungen SE-SW, WSW-WNW, NW-NE und ENE-ESE unterteilt.

Betrachtet man zunächst die Alpensüdseite und hier speziell die Region Süd-Außen, so werden in extremer Weise die Luv- und Lee-Effekte ersichtlich. Es geht daraus hervor, daß hier die Höhenströmung einen sehr wesentlichen Einfluß auf die Niederschlagsbildung hat. Dieses Ergebnis stimmt genau überein mit demjenigen von Mothes [3] bzw. Kletter [4] für Klagenfurt und für die Zeit Januar 1942 bis Juni 1944. Es kann daher angenommen werden, daß bei Höhenströmungen mit Nordkomponenten auf der äußeren Alpensüdseite allgemein nur sehr selten Niederschlag auftritt; beachtenswert ist, daß auch die schon

[1] Die Windrichtungen über Payerne wurden den Annalen der Schweiz. Meteor. Zentralanstalt entnommen, diejenigen von Friedrichshafen, München und Mailand sowie die Isohypsenrichtungen dem Täglichen Wetterbericht des Deutschen Wetterdienstes.

mitten in der Poebene liegenden Städte Mailand und Vercelli ebenfalls nur ganz minimale Niederschlagsmengen bei nördlichen Höhenströmungen aufweisen. Bei den Strömungsrichtungen WSW und W liefert WSW den Hauptanteil an Niederschlag (Häufigkeit 57 Tage, mittlere Menge 11.0 mm/Tag, Niederschlagssumme 625 mm; West: Häufigkeit 28 Tage, mittlere Menge 5.8 mm/Tag, Niederschlagssumme 162 mm). Da die absoluten Häufigkeiten der WSW- und der W-Strömungen ungefähr gleich groß sind, kann man schließen, daß bereits bei Weststrømungen ein mäßiger Lee-Effekt einsetzt.

Tabelle 3. *Niederschlagsverhältnisse bei verschiedener Höhenströmung*

Region	Höhenströmungsrichtung	Anzahl Niederschlagstage (1 > mm)	mittlere Tagesmenge mm/Tag	Niederschlagssumme (1949—51) mm
Nord-West	W—NE (Luvrichtung) ..	137	8.3	1133
	ESE—S (Leerichtung) ..	17	4.9	83
	SSW—WSW	169	8.3	1400
	ENE, E	2		3
Nord-Ost	W—NE (Luvrichtung) ..	167	8.2	1370
	SE—SSW (Leerichtung).	33	6.1	203
	SW, WSW	135	8.0	1080
	ENE—ESE	4		49
West-Innen	SE—SW	98	6.3	617
	WSW—WNW	123	6.3	773
	NW—NE	27	8.0	215
	ENE—ESE	2		7
Ost-Innen	SE—SW	112	10.5	1178
	WSW—WNW	155	6.0	929
	NW—NE	38	8.3	316
	ENE—ESE	4		14
Süd-Innen	ESE—SW (Luvrichtung)	142	15.0	2131
	WNW—ENE (Leerichtung)	17	4.6	78
	WSW, W	96	8.0	770
	E	1		2
Süd-Außen	ESE—SW (Luvrichtung)	134	15.6	2087
	WNW—ENE (Leerichtung)	5[1]	(2.0)	10
	WSW, W	85	9.3	787

[1] Die absolute Häufigkeit von nördlichen Höhenströmungen beträgt 163 Tage.

Daß der Lee-Effekt in erster Linie ein Föhneffekt und nicht etwa so zu verstehen ist, daß die ganze Alpensüdseite infolge völliger Ausregnung der am Alpennordhang gestauten Luftmassen niederschlagsfrei bleibt, wird in der Region Süd-Innen deutlich. Da in den vom Alpenkamm nicht weit entfernten Gebieten der Alpensüdseite von Norden kommende Luftmassen bekanntlich teilweise noch nicht Föhncharakter haben, sind theoretisch in der Region Süd-Innen größere Niederschlagsmengen als in der Region Süd-Außen zu erwarten. Dies wird hier quantitativ bestätigt, indem die Region Süd-Innen bereits 17 Niederschlagstage und eine Gesamtmenge von 78 mm bei nördlichen Höhenströmungen

aufweist. Im übrigen kamen zweimal dreitägige Niederschlagsperioden bei nur nördlichen Höhenwinden in der Region Süd-Innen vor; diese Niederschlagsperioden traten gleichzeitig mit solchen in den nord- und inneralpinen Regionen auf (18.—20. Januar 1951 und 2.—4. Januar 1950). Innerhalb der Region Süd-Innen ist das Oberengadin erwartungsgemäß etwas stärker niederschlagsanfällig bei Nordströmungen als die Tessiner und italienischen Gebiete.

Vergleicht man die Regionen Nord-West und Nord-Ost mit der geographisch entsprechenden Region Süd-Außen, so sind im Norden die Niederschläge bei Lee-Höhenströmungen wesentlich häufiger und größer als im Süden. Es ist dabei zu beachten, daß die absolute Häufigkeit von Lee-Höhenströmungen für die Region Nord-West nur 38 Tage (ESE-S) und für die Region Nord-Ost nur 63 Tage (SE-SSW) beträgt, gegenüber 163 Tagen (WNW-ENE) in der Region Süd-Außen. Nicht nur die Leewirkung, sondern auch die Luv- bzw. die Stauwirkung der Höhenströmung ist im Norden wesentlich geringer als im Süden. Die Niederschlagsergiebigkeit bei Luv-Höhenströmungen ist nicht, wie auf der Alpensüdseite, weitaus am größten, sondern nur ungefähr gleich groß wie bei den Strömungsrichtungen um Südwest.

In den inneralpinen Gebieten sind keine bevorzugten Luv- oder Leerichtungen zu erkennen; dies ist natürlich hauptsächlich durch die fast allseitige Gebirgsumrahmung bedingt. So können sich besonders im Wallis die Wirkungen des Walliser Alpenkammes und diejenigen des im Mittel etwas tieferen Berner-Waadtländer Alpenkammes überschneiden. Bemerkenswert ist, daß alle Richtungen außer S und SSE im Wallis 20—35% kleinere Häufigkeiten von Niederschlagstagen und 25—45% geringere Niederschlagssummen als in der Region Nord-West aufweisen. Nur bei der Strömungsrichtung SSE ist im Wallis die Zahl der Niederschlagstage größer, bei der Richtung S die Niederschlagssumme höher als in der Region Nord-West. Die Region Ost-Innen weist in gleicher Weise bei allen Richtungen außer S—SW um 5—35% weniger Niederschlagstage, und um 10—50% kleinere Niederschlagssummen als die Region Nord-Ost auf. Nur bei den Strömungsrichtungen S und SSW ist die Niederschlagssumme in der Region Ost-Innen etwa doppelt so groß, bei der Richtung SW um 27% größer und die Zahl der Niederschlagstage um 14% höher als in der Region Nord-Ost. Es ist hier also, gleich wie auf der Alpensüdseite, bei zunehmender Entfernung vom höchsten Alpenkamm eine Abnahme der Niederschläge bei Lee-Höhenströmungen festzustellen.

Es erhebt sich die Frage, weshalb in den nordalpinen Gebieten die niederschlagsverhindernde Wirkung der Lee-Höhenströmungen geringer ist als auf der äußeren Alpensüdseite. Da als Leerichtungen nur jene Strömungsrichtungen gezählt wurden, bei denen das betreffende Gebiet im Lee eines Alpenkammes liegt, dürfte der kleinere Winkelbereich der Leerichtungen im Norden gegenüber dem größeren im Süden keine Rolle spielen. Auch Unterschiede in der Steilheit des Alpenabfalls zur Ebene und in der Höhendifferenz Alpenkamm—Alpenfuß werden kaum

die Hauptursache sein. Soweit der Lee-Effekt nicht nur eine Folge völligen Ausregnens der Luft auf der Stauseite der Alpen, sondern ein Föhneffekt ist, müssen offenbar die Luftmassen auf der Leeseite des Alpenkammes absinken. Dies ist nach der vorliegenden Untersuchung für die äußere Alpensüdseite bei nördlichen Höhenströmungen nahezu immer der Fall. Dieser starke Lee-Effekt in der Region Süd-Außen mag wohl darauf zurückzuführen sein, daß die Westseiten von Höhentrögen und -tiefs an sich schon bevorzugte Gebiete für Absinkbewegungen in der freien Atmosphäre sind. Diese Erscheinung wird nur auf der Alpennordseite infolge der erzwungenen Hebung der Luftmassen meist überkompensiert. Außerdem wird ein tief herabreichender Föhn dadurch begünstigt, daß auf der Rückseite von Höhentrögen und -tiefs der vertikale Temperaturgradient vielfach den adiabatischen Wert erreicht oder sich ihm nähert; damit wird aber die Ausbildung einer niederschlagsbegünstigenden Luftmassengrenze zwischen höheren und tiefen Troposphärenschichten verhindert. In den nordalpinen Regionen ist offenbar die Höhenströmung im 500 mb-Niveau nicht genügend maßgebend für den niederschlagsverhindernden Lee-Effekt. Die entscheidende Frage dürfte hier wohl sein, ob spezifische Föhnbedingungen vorhanden sind oder nicht; befindet sich z. B. in etwa 2000—3000 m Höhe eine stärkere Inversion, so kann sich anstatt einer Föhnlage eine Vb-artige Wetterlage entwickeln.

II. Entstehung von Niederschlagsperioden im Westalpengebiet

Um das Problem zu klären, in welcher Weise Niederschlagsperioden entstehen, sind vor allem zwei Grundfragen zu beantworten: In welcher räumlichen Größenordnung spielt sich die Entstehung einer Niederschlagsperiode ab? Gibt es spezifische synoptische Entstehungsbedingungen für Niederschlagsperioden und welcher Art sind diese?

Es sei zunächst die erste Frage untersucht. Wie sich herausgestellt hat, erstreckt sich eine Niederschlagsperiode nördlich der Alpen meist über ein Gebiet von mindestens einigen 100 km im Quadrat; daraus läßt sich folgern, daß eine Niederschlagsperiode primär durch die *Großwetterlage* bedingt ist. Es muß also zuerst eine bestimmte (im allgemeinen ausgeprägt zyklonale) Großwetterlage vorhanden sein, damit eine Niederschlagsperiode auftritt. Daß dann Menge und Dauer der Niederschläge örtlich verschieden sein können, ist eine sekundäre Erscheinung. Man kann daher annehmen, daß die Entstehungsbedingungen für Niederschlagsperioden in den atmosphärischen Verhältnissen größerer Räume zu finden sind. Es wurde nun zunächst untersucht, ob größere Veränderungen der allgemeinen Zirkulationsform der Nordhemisphäre, in der Art, wie sie F. Defant [5] dargestellt hat, vor Niederschlagsperioden vorkommen; dies war nur in wenigen Fällen festzustellen. Hingegen traten fast immer auffällige synoptische Erscheinungen in Räumen von etwa 1000—2000 km im Quadrat auf. Welcher Art sind nun diese Erscheinungen in der Atmosphäre, wo treten sie auf und wie ist ihre zeitliche Beziehung zur Niederschlagsperiode? Die Prüfung dieser Frage muß für die verschiedenen Gebiete getrennt erfolgen.

Nord- und inneralpine Regionen[1]

Von entscheidender Bedeutung für die Entstehung nord- und inneralpiner Niederschlagsperioden ist offensichtlich die Lage, Richtung und Intensität der nordatlantisch-europäischen Frontalzone. Zur Charakterisierung der Frontalzone erscheinen am geeignetsten: 1. der Gradient der relativen Topographie 500/1000 mb, 2. die Höhenströmung. Diese Faktoren seien großräumige Entstehungsfaktoren für Niederschlagsperioden genannt.

Der Gradient der relativen Topographie 500/1000 mb, der im allgemeinen vor Niederschlagsperioden auftritt, kann folgendermaßen gekennzeichnet werden:

Mindestintensität pro 10 mittlere Längengrade: 20 geop. Dkm., auf einer Mindestlänge (längs den Isopotentialen) von 500 km. Dies bezieht sich auf das Gebiet 65° N/20° W — 40° N/20° W — 40° N/5° E — 45° N/5° E — 47° N/10° E — 65° N/10° E — 65° N/20° W. Die Richtungen der Isopotentialen[2] sind folgende: westlich des 5. Längengrades (West) NNW—SSE bis WNW—ESE, bei Frontalzonen südlich des 50. Breitengrades auch W—E; östlich des 5. Längengrades(West) neben den Richtungen NNW—SSE bis W—E auch noch die Richtungen WSW — ENE und SW—NE.

Die Höhenströmungsverhältnisse vor nord- und inneralpinen Niederschlagsperioden können folgenderweise charakterisiert werden:

Es müssen im Tropopausenniveau (225 mb) und in der mittleren Troposphäre (500 mb) Windgeschwindigkeiten von mindestens 50 Knoten auf einer Länge (in Richtung der Strömung) von mindestens 1000 km auftreten. Dies bezieht sich ebenfalls auf das Gebiet 65° N/20° W — 40° N/20° W — 40° N/5° E — 45° N/5° E — 47° N/10° E — 65° N/10° E — 65° N/20° W. Die Höhenströmungsrichtungen sind (gleich wie bei der relativen Topographie 500/1000 mb): westlich des 5. Längengrades (West) NNW — WNW, bei Frontalzonen südlich des 50. Breitengrades auch W; östlich des 5. Längengrades (West) neben den Richtungen NNW bis W auch noch die Richtungen WSW und SW.

Es treten besonders drei Haupttypen von Strömungsformen hervor (s. Abb. 2). Die Strömungsform NW — SE über dem Ostatlantik, SW — NE über Frankreich bedeutet, daß bereits im Grenzgebiet Ostatlantik/Westeuropa eine Zyklone oder ein Trog vor Niederschlagsperioden vorhanden ist. Da in diesen Fällen die Zentren der Zyklonen bzw. die Scheitellinien der Tröge im Mittel bei 5° West liegen, so ist im allgemeinen nur noch eine geringe Ostwärtsverlagerung dieser Druckgebilde

[1] Da Niederschlagsperioden in den inneralpinen Regionen fast immer gleichzeitig mit solchen in den nordalpinen Regionen auftreten, können die Entstehungsbedingungen gemeinsam untersucht werden.

[2] Unter Richtung der Isopotentialen ist jene Richtung zu verstehen, in der bei einer absoluten Topographie die Strömung verlaufen würde; also z. B. W—E, wenn das Wärmegebiet im Süden und das Kältegebiet im Norden liegt.

nötig, damit sie im Westalpengebiet wetterwirksam werden. Vorausgesetzt nun, daß diese zyklonalen Druckgebilde nach Osten wandern, warum, erhebt sich die Frage, werden sie dann nahezu immer mindestens drei Tage auf der Alpennordseite wetterwirksam? Diese Tatsache läßt sich wohl einfach in folgender Weise erklären: Nach ESSENWANGER [6] beträgt die mittlere Verlagerungsgeschwindigkeit eines Troges über Europa 5.4° pro Tag. Nun handelt es sich hier meist um Tröge mit größerer Amplitude; diese verlagern sich aber nach ESSENWANGER relativ langsam;

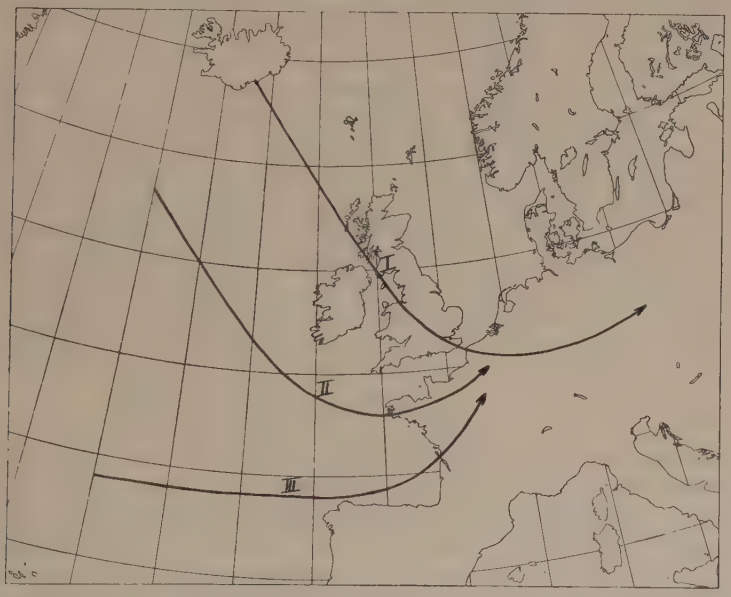

Abb. 2. Haupttypen der Strömungsformen vor Niederschlagsperioden: Typ I: mittlere Häufigkeit, Typ II: größte Häufigkeit, Typ III: kleinste Häufigkeit

ihre Verlagerungsgeschwindigkeit dürfte im allgemeinen den Betrag von 5.4° pro Tag nicht überschreiten. Anderseits kann man feststellen, daß ein Trog im Mittel etwa bei einer Scheitellinienlage zwischen dem 0. und dem 15. Längengrad Ost auf der Alpennordseite wetterwirksam ist. Bei einer Verlagerungsgeschwindigkeit von 5° pro Tag wäre der Trog also drei Tage wetterwirksam.

Es kommen einzelne Fälle vor, bei denen der Trog oder das Tief im Grenzgebiet Ostatlantik/Westeuropa stationär werden und daher die Niederschlagsperiode auf der Alpennordseite erst einige Tage später beginnt. Für die Vorauserkennung einer Niederschlagsperiode ist diese Tatsache natürlich wichtig. Es wird noch gezeigt werden, daß besonders in diesen Fällen das Verhalten der relativen Topographie 500/1000 mb im Raum Nordsee/Skandinavien und die Bodendruckverhältnisse im Westalpengebiet günstige Erkennungszeichen für den Beginn einer Niederschlagsperiode sind.

Außer der Art von Frontalzonen, die sich auf dem Ostatlantik in nordwestlich-südöstlicher Richtung erstrecken, gibt es noch jene Frontalzonen, die bei relativ südlicher Lage (südlich des 50. Breitengrades) west-ostwärts verlaufen. Über dem Kontinent biegen diese dann meist auch in die Richtung Südwest-Nordost um, oder es herrscht dort vor Niederschlagsperioden eine flache Druckverteilung mit schwacher Strömung bis in größere Höhen. Ob diese zonalen Frontalzonen westlich von Frankreich genügend weit und genügend schnell gegen das Innere des Kontinents vorstoßen, kann auch mit Hilfe der eben erwähnten Faktoren beurteilt werden.

Neben den markanten Frontalzonen gibt es noch eine andere auffällige synoptische Erscheinung, die im allgemeinen vor nord- und inneralpinen Niederschlagsperioden auftritt. Es ist dies eine stärkere troposphärische Abkühlung im Raum Nordsee/Skandinavien. Diese Abkühlung läßt sich durch eine Verminderung der relativen Topographie 500 1000 mb um mindestens 8 geop. Dkm. (= 4° Abnahme der Mitteltemperatur in der unteren Troposphäre) über einer Fläche von mindestens 5×10 Graden und in einer Zeit von ein bis zwei Tagen kennzeichnen: dies bezieht sich auf das Gebiet 65° N/0° — 50° N 0° — 50° N/10° E — 55° N/10° E — 55° N/20° E — 65° N/20° E — 65° N/0°.

Diese Erscheinung kann wohl als quantitativer Ausdruck für die Verlagerung des zentralen (kalten) Teiles eines ausgeprägten Tiefs oder Troges auf die Länge von Mitteleuropa angesehen werden.

Südalpine Regionen

Niederschlagsperioden auf der Alpensüdseite können in erster Linie auf eine stärkere troposphärische Abkühlung im Gebiet der Iberischen Halbinsel zurückgeführt werden. Dieser Entstehungsfaktor läßt sich durch eine Verminderung der relativen Topographie 500/1000 mb um mindestens 4 geop. Dkm. über einer Fläche von mindestens 5×10 Graden und um mindestens 8 geop. Dkm. über einer beliebig großen Fläche, innerhalb einer Zeit von ein bis zwei Tagen charakterisieren; dies bezieht sich auf das Gebiet 45° N/15° W — 35° N/15° W — 35° N 0° — 45° N/0° — 45° N/15° W. Die Verminderung um 4 geop. Dkm. muß mindestens teilweise in der südlichen Hälfte des Gebietes (südlich des 40. Breitengrades) auftreten.

Diese troposphärische Abkühlung ist etwa gleichbedeutend der Bildung eines ausgeprägten, weit südwärts sich erstreckenden Troges oder Tiefs im Westen der Alpen. Wenn man bedenkt, daß Niederschläge auf der Alpensüdseite nahezu nur auf der Ostseite von Höhentrögen oder -tiefs auftreten, erscheint es verständlich, daß sich die Tröge oder Tiefs, die südalpine Niederschlagsperioden verursachen, fast immer im Gebiet der Iberischen Halbinsel bilden.

Als weiterer Entstehungsfaktor kann der Gradient und die Isopotentialenrichtung der relativen Topographie 500/1000 mb im Gebiet nordwestlich der Iberischen Halbinsel betrachtet werden. Es zeigt sich, daß der Gradient der relativen Topographie 500/1000 mb im Gebiet

40—60° N/10—40° W fast immer eine Stärke von mindestens 12 geop. Dkm. pro 10 mittlere Längengrade vor südalpinen Niederschlagsperioden aufweist, und zwar auf einer Mindestlänge (längs den Isopotentialen) von 500 km. Die Richtung der Isopotentialen muß dabei NW—SE bis N—S sein. Der stark nord-südliche Verlauf der Isopotentialen dürfte verhindern, daß der Höhentrog oder das Höhentief über Westeuropa allzu schnell nach Osten wandert und damit die Alpensüdseite bald aus dem Bereich südlicher Höhenströmung gerät.

III. Vorauserkennung von Niederschlagsperioden im Westalpengebiet

Für die Möglichkeit, Niederschlagsperioden vorauszuerkennen, sollten sowohl notwendige als auch hinreichende Bedingungen bekannt sein. Es fragt sich nun, ob die großräumigen Entstehungsfaktoren nicht nur nahezu notwendige, sondern auch nahezu hinreichende Bedingungen für Niederschlagsperioden darstellen. Um dies zu prüfen, wurden die Wetterverhältnisse sämtlicher Tage der Jahre 1949—1951 untersucht. Dabei stellte sich heraus, daß ein Entstehungsfaktor allein noch kein annähernd hinreichendes Kriterium für eine Niederschlagsperiode bedeutet, daß hingegen das gemeinsame Auftreten der Entstehungsfaktoren als nahezu hinreichende Bedingung angesehen werden kann.

Nordalpine Regionen

Treten zwei Entstehungsfaktoren gemeinsam auf (z. B. troposphärische Abkühlung und Gradient der relativen Topographie 500/1000 mb) und weist der dritte Entstehungsfaktor zumindest eine Intensität auf, die in der Nähe des Minimalgrenzwertes liegt (z. B. Höhenwindgeschwindigkeiten von 50 Knoten), so bedeutet dies, falls diese Entstehungsfaktoren innerhalb von einem bis zwei Tagen auftreten, eine annähernd hinreichende Bedingung für eine nordalpine Niederschlagsperiode.

Es zeigt sich nun ferner, daß der Bodendruck im Westalpengebiet einen geeigneten „regionalen" Zusatzfaktor zur Vorauserkennung von Niederschlagsperioden bildet. Das Verhalten des Bodendrucks läßt vor allem erkennen, ob sich eine Frontalzone nach den Alpen verlagert oder ob sie westlich bis nordwestlich des Gebietes stationär wird. Vor etwa zwei Drittel aller nordalpinen Niederschlagsperioden ist ein stärkerer Bodendruckfall[1] festzustellen, und zwar innerhalb von einem bis zwei Tagen. (Beispiele von Niederschlagsperioden, die ohne vorherigen intensiveren Bodendruckfall auftraten: 23. August bis 1. September 1949; 21./22. bis 28. Mai 1950.) Ein stärkerer Bodendruckfall ist im übrigen allein noch kein hinreichendes Kriterium für eine Niederschlagsperiode, denn es müssen vor allem die großräumigen Entstehungsbedingungen vorhanden

[1] Die Bodendruckänderung wurde den Wetterkarten des Deutschen Wetterdienstes entnommen, und zwar wurde aus der 24stündigen Druckänderung an zwei im Westen und Osten der Regionen gelegenen Punkten (Differenz der Druckhöhen zweier aufeinanderfolgender 7 Uhr-Karten) eine mittlere Druckänderung ermittelt.

sein; so folgte z. B. nach einem starken Bodendruckfall am 26. September 1950 und am 28. Januar 1951 keine Niederschlagsperiode.

Im Hinblick auf die praktische Anwendung für die Vorauserkennung von Niederschlagsperioden erweist es sich als geeignet, die Entstehungs- und Zusatzfaktoren zu kombinieren und sie mit Gewichten zu versehen.

So sei den Faktoren troposphärische Abkühlung, Gradient der relativen Topographie 500/1000 mb und Höhenströmung das Gewicht 1 erteilt, wenn sie die Mindestintensität überschreiten. Ist die Intensität der Faktoren etwa von der Größe des Grenzwertes, so sei das Gewicht ½ gegeben.

Beim Bodendruckfall sei das Gewicht 1 bei Überschreitung folgender Minimalintensitäten gegeben:

Sommerhalbjahr (April bis September):

Bei Anfangshöhe $\geq$ 1020 mb: — 6 mb } innerhalb von einem bis
Bei Anfangshöhe $<$ 1020 mb: — 4 mb } zwei Tagen

Winterhalbjahr (Oktober bis März):

Bei Anfangshöhe $\geq$ 1020 mb: — 12 mb } innerhalb von einem bis
Bei Anfangshöhe $<$ 1020 mb: — 8 mb } zwei Tagen

Diese Intensitäten des Bodendruckfalls werden vor etwa zwei Drittel aller Niederschlagsperioden überschritten. Es ist beachtenswert, daß hier im Gegensatz zu den großräumigen Entstehungsfaktoren jahreszeitliche Unterschiede in den Intensitäten auftreten, offenbar als Folge der allgemein größeren Bodendruckänderungen im Winter gegenüber denjenigen im Sommer.

Ferner zeigt es sich, daß der Bodendruck vor Niederschlagsperioden im allgemeinen geringer als 1020 mb ist. Die Höhe des Bodendrucks sei daher (zur Vorauserkennung von Niederschlagsperioden) ebenfalls berücksichtigt; und zwar sei bei Bodendruckhöhen $<$ 1020 mb das Gewicht 0, bei solchen $\geq$ 1020 mb das Gewicht — 1 gegeben; für die Berücksichtigung der Bodendruckhöhe sei derjenige Tag maßgebend, an welchem die Mehrzahl der übrigen Faktoren auftritt, oder auch der folgende Tag, falls die Niederschlagsperiode noch nicht begonnen hat.

Das Hauptergebnis für die Alpennordseite ist nun folgendes: Nach Gewichtssummen von $\geq 2\frac{1}{2}$ treten nahezu immer Niederschlagsperioden auf, und zwar mindestens in einer Region der Alpennordseite vollständig und in der zweiten Region gebietsweise. Nach der Gewichtssumme 2 tritt höchstens in einer nordalpinen Region gebietsweise oder vollständig eine Niederschlagsperiode auf, und zwar meist im eigentlichen Hauptstaugebiet der Alpennordflanke. Nach Gewichtssummen von $\leq 1\frac{1}{2}$ tritt nahezu nie eine Niederschlagsperiode in einer nordalpinen Region auf.

Nur sehr selten kamen Ausnahmen von dieser Regel vor. Innerhalb sämtlicher Tage der 3 Jahre 1949—1951 gab es nur 7 Fälle, bei denen nach Gewichtssummen von $\geq 2\frac{1}{2}$ nirgends oder nur gebietsweise in einer Region der Alpennordseite eine Niederschlagsperiode folgte, und nur 6 Fälle,

bei denen nach Gewichtssummen von $\leqq 2$ in beiden nordalpinen Regionen Niederschlagsperioden folgten. Diese Tatsache läßt eine prognostische Anwendung als günstig erscheinen.

Für das innere Alpengebiet (Nord) stellt die Kombination der Entstehungsfaktoren nur eine nahezu notwendige, jedoch keine nahezu hinreichende Bedingung für eine Niederschlagsperiode dar. Dies ist darauf zurückzuführen, daß es im inneren Alpengebiet infolge der Leewirkung der nördlichen Alpenketten hin und wieder zu keiner Niederschlagsperiode kommt, während auf der Alpennordseite eine solche auftritt. Die Leewirkung der nördlichen Alpenketten ist oft von kleinräumigen Faktoren abhängig und kann von sehr unterschiedlicher Intensität sein. Es ist daher verständlich, daß unter gleichartigen großräumigen Bedingungen im inneren Alpengebiet nicht immer Niederschlagsperioden auftreten.

Es seien kurz die Ausnahmefälle erwähnt, d. h. jene Fälle, bei denen nach Gewichtssummen von < 2 Niederschlagsperioden folgten und nach Gewichtssummen von $\geqq 2\frac{1}{2}$ keine Niederschlagsperioden auf der Alpennordseite vorkamen.

Daß die in dieser Arbeit dargelegten Entstehungsverhältnisse nicht für sämtliche Niederschlagsperioden maßgebend sind, ist nicht erstaunlich. Wesentlich für die Möglichkeit der Vorhersage einer Niederschlagsperiode ist ja die Tatsache, daß Niederschlagsperioden im allgemeinen einer ausgeprägten zyklonalen Großwetterlage zugehören. Für die Fälle aber, bei denen Niederschlagsperioden durch eine flache Druckverteilung, Feuchtlabilität oder kleinere Kaltlufttropfen bedingt sind — also vor allem für gewisse mehrtägige Gewitterlagen —, erscheint eine Vorauserkennung sehr schwierig. Bei solchen Lagen ist oft schon die Wetterentwicklung auf kurze Zeit schwer zu beurteilen. Bei den Ausnahmefällen handelt es sich daher in der Mehrzahl um Gewitterlagen.

Die übrigen Ausnahmen sind teilweise darauf zurückzuführen, daß synoptische Faktoren, die im allgemeinen keine wesentliche Wirkung haben, von entscheidender Bedeutung für die Entstehung (oder Verhinderung) einer Niederschlagsperiode werden. So scheinen in seltenen Fällen eine ausgeprägte nordwest-südostgerichtete Frontalzone über Nordwesteuropa (mit entsprechend intensiven Temperaturgradienten und Höhenwindstärken) und ein stärkerer Bodendruckfall im Alpengebiet noch nicht genügend Garantie zu geben, daß sich wirklich ein länger über Mitteleuropa verharrender Trog bildet. Ob die Ursache hierzu in nur europäischen synoptischen Bedingungen oder in der Beziehung zu der allgemeinen Lage der nordhemisphärischen Tröge und Rücken liegt, kann nicht ohne weiteres entschieden werden. Gerade die Seltenheit dieser Fälle macht deren Erklärung zu einem schwierigen Problem.

Zum Teil handelt es sich bei den Ausnahmen um Grenzfälle, bei denen definitionsgemäß die Bedingungen einer Niederschlagsperiode nur knapp erfüllt waren, die also bei einer geringen Änderung der Definition einer Niederschlagsperiode gar nicht gezählt worden wären.

Es sei noch erwähnt, wie sich *Katastrophenlagen* in ihren Entstehungsbedingungen gegenüber „normalen" Niederschlagsperioden verhalten.

Als eigentliche Katastrophenlage im Nordalpengebiet kann während der Jahre 1949—1951 wohl nur diejenige vom Januar 1951 bezeichnet werden (Lawinenkatastrophen [6]). Es sei hier jedoch außerdem noch die Lage vom Januar 1954 betrachtet, bei der besonders im östlichen Teil der Region Nord-Ost (Vorarlberg) sehr ergiebige Schneefälle und katastrophale Lawinen auftraten.

Wenn man die Entstehungsbedingungen der Katastrophenlage vom 18.—20./21. Januar 1951 mit jenen der „normalen" Niederschlagsperioden vergleicht, so zeigt sich folgendes Bild: Die Höhenwindstärken im Gebiet zwischen den Britischen Inseln und den Alpen waren besonders groß (im 500 mb-Niveau bis zu 100 Knoten, im 225 mb-Niveau bis zu 125 Knoten). Man kann hierin einen auffälligen Unterschied zur Entstehungsweise der meisten „normalen" Niederschlagsperioden sehen, jedoch muß gleichzeitig erwähnt werden, daß auch vor einzelnen „normalen" Niederschlagsperioden derart große Höhenwindstärken auftraten, und daß hin und wieder auf eine ähnlich intensive Höhenströmung nicht einmal eine Niederschlagsperiode folgte (z. B. nach dem 15. April 1954). Abgesehen von den großen Höhenwindstärken waren die übrigen Entstehungsfaktoren von ähnlicher Intensität wie vor einer „normalen" Niederschlagsperiode.

Die Entstehungsweise der Katastrophenlage vom 10. bis 12. Januar 1954 zeichnet sich ebenfalls durch besonders große Höhenwindstärken aus (im 500 mb-Niveau bis zu 100 Knoten, über den Shetlandinseln; im 225 mb-Niveau bis zu 150 Knoten, über Südnorwegen). Außerdem war auch der Gradient der relativen Topographie 500/1000 mb besonders groß (im Gebiet Britische Inseln—Norwegen bis zu 32—36 geop. Dkm. pro 10 mittlere Längengrade; dies ist das 1.6- bis 1.8fache des minimalen Intensitätsgrenzwertes). Die übrigen Entstehungsbedingungen waren jedoch nicht außergewöhnlich.

Man kann also bei beiden nordalpinen Katastrophenlagen etwas Auffälliges erkennen; da jedoch solche auffälligen Erscheinungen hin und wieder keine schwerwiegenden Folgen (hinsichtlich Niederschlag) haben, ist damit noch keine hinreichende Bedingung für eine Katastrophenlage gegeben.

Südalpine Regionen

Ebenso wie auf der Alpennordseite ist auch auf der Alpensüdseite eine Vorauserkennung von Niederschlagsperioden möglich, wenn man die einzelnen Entstehungsfaktoren in geeigneter Weise kombiniert und sie mit Gewichten versieht.

So sei den Faktoren troposphärische Abkühlung und Gradient der relativen Topographie 500/1000 mb das Gewicht 1 erteilt, wenn sie die Mindestintensität (s. S. 58) überschreiten.

Für die Vorauserkennung von südalpinen Niederschlagsperioden erweist es sich als günstig, zu den oben (S. 58) genannten Entstehungsfaktoren noch folgende hinzuzunehmen:

1. Es muß in dem Gebiet, in welchem die troposphärische Abkühlung

auftritt (35—45° N, 0—15° W) mindestens gebietsweise die Höhe der relativen Topographie 500/1000 mb kleiner als 540 geop. Dkm. im Winter (Oktober bis März) und kleiner als 558 geop. Dkm. im Sommer (April bis September) sein. Trifft dies zu und sind gleichzeitig die Bedingungen der troposphärischen Abkühlung zumindest nahezu erfüllt, so sei hierfür zusätzlich das Gewicht 1 gegeben.

2. Es muß die Höhe der absoluten Topographie 500 mb im Punkt 45° N/0° geringer oder höchstens ebenso groß wie im Punkt 45° N/15° E sein, d. h. es muß ein ost-westliches oder zumindest süd-nördliches Höhendruckgefälle in der Umgebung der Alpen vorhanden sein. Im Falle eines ost-westlichen Höhendruckgefälles sei das Gewicht 0, im Falle eines süd-nördlichen Gefälles das Gewicht $-\frac{1}{2}$ gegeben. Andernfalls sei das Gewicht -1 gegeben. Dieser Faktor ist sehr wesentlich, da mit ihm die große Abhängigkeit der Niederschläge von der Höhenströmungsrichtung (im 500 mb-Niveau) berücksichtigt wird.

3. Ebenso wie auf der Alpennordseite erweist sich auch auf der Alpensüdseite der Bodendruckfall als geeigneter „regionaler" Zusatzfaktor zur Vorauserkennung einer Niederschlagsperiode. Die Intensitäten des Bodendruckfalles vor südalpinen Niederschlagsperioden sind im allgemeinen von gleicher Größe wie auf der Alpennordseite. Man kann deshalb die gleichen Mindestintensitäten und Gewichte wie auf der Alpennordseite verwenden (s. S. 60) (zu berücksichtigen ist die ein- oder zweitägige Bodendruckänderung im Gebiet Gotthard-Mailand).

Die absolute Bodendruckhöhe erscheint hier jedoch nicht als günstige Zusatzbedingung. Es kommen nicht selten Fälle vor, in denen schon bei Druckhöhen von mehr als 1020 mb Niederschlagsperioden beginnen. Hingegen erweisen sich die troposphärischen Temperaturverhältnisse südlich der Alpen als geeignete Nebenbedingung. Und zwar weist die relative Topographie 500/1000 mb im Winter (Oktober bis März) nahezu immer eine Höhe von weniger als 550 geop. Dkm., im Sommer von weniger als 570 geop. Dkm. in Oberitalien auf. Ist diese Bedingung erfüllt, so sei das Gewicht 0 gegeben, andernfalls sei das Gewicht -1 gegeben.

Berücksichtigt man nun sämtliche Entstehungs- und Zusatzfaktoren, so erhält man mit Gewichtssummen von $\geq 2\frac{1}{2}$ eine annähernd hinreichende Bedingung für Niederschlagsperioden auf der Alpensüdseite; dabei sind die Gewichte absichtlich so gewählt, daß die Gewichtssummen für die Entstehung von Niederschlagsperioden auf beiden Alpenseiten gleich sind. Bei Gewichtssummen von $\leq 1\frac{1}{2}$ treten nahezu nie Niederschlagsperioden auf; nach der Gewichtssumme 2 folgt höchstens in einer Region gebietsweise (an 25—50% der Stationen) eine Niederschlagsperiode.

Auch auf der Alpensüdseite kamen nur selten Ausnahmen von dieser Regel vor. Innerhalb sämtlicher Tage der 3 Jahre 1949—1951 gab es nur 9 Fälle, bei denen nach Gewichtssummen von $\geq 2\frac{1}{2}$ nirgends oder nur gebietsweise in einer Region eine Niederschlagsperiode folgte, und nur 5 Fälle, bei denen nach Gewichtssummen von ≤ 2 in mehr als einer Region gebietsweise Niederschlagsperioden folgten. Es erscheint deshalb

auch für die Alpensüdseite möglich, eine Prognose für Niederschlagsperioden zu geben.

Es sei auch hier einiges über die Ausnahmefälle und die Katastrophenlagen bemerkt. Bei den Ausnahmen handelt es sich ebenfalls teilweise um Grenzfälle, die bei einer geringen Änderung der Definition einer Niederschlagsperiode nicht zur Zählung gekommen wären.

Zu einem andern Teil stellen auch auf der Alpensüdseite mehrtägige Gewitterlagen Ausnahmen dar. Es sind dies ebenfalls Lagen mit flacher Druckverteilung bzw. Großwetterlagen, die keine ausgeprägte Zyklonalität aufweisen. In diesem Falle kann auch ausnahmsweise die sonst charakteristische troposphärische Abkühlung im Gebiet von Spanien und Umgebung fehlen. Zu einem weiteren Teil sind Ausnahmen darauf zurückzuführen, daß ein anfänglich bestehendes ost-westliches Höhendruckgefälle im Alpengebiet schon nach einem bis zwei Tagen in ein west-östliches Höhendruckgefälle übergeht. Dadurch tritt nach einem bis zwei Niederschlagstagen trockenes Wetter ein. In diesen Fällen genügt also das Auftreten der (oben genannten) Entstehungsfaktoren ausnahmsweise noch nicht, um das mehrtägige Bestehen einer südlichen Höhenströmung über dem Alpengebiet zu gewährleisten.

Zu den Katastrophenlagen auf der Alpensüdseite ist folgendes zu bemerken: Es traten während der Jahre 1949—1951 vier solche Lagen auf (Lawinenkatastrophe 9./10.—15. Februar 1951; Überschwemmungskatastrophen 6./7.—10. August 1951; 6.—11./12. November und 17./18.—21. November 1951 [*8*]). Außerdem sei noch die Lage der sintflutartigen Gewitterregen mit großen Überschwemmungen vom 20.—25./27. August 1954 betrachtet sowie die Lage vom 19.—25. März 1956, bei der es dank günstigen Schneedecken- und Bodenverhältnissen weder zu katastrophalen Lawinen noch zu verbreiteten Überschwemmungen gekommen ist; die Niederschläge waren jedoch von ähnlichem Ausmaße wie bei den andern Katastrophenlagen.

Diese Lagen zeichnen sich gegenüber den „normalen" Niederschlagsperioden dadurch aus, daß die Entstehungsfaktoren teilweise von besonders großer Intensität sind. Die Stärke der troposphärischen Abkühlung über der Iberischen Halbinsel und ihrer Umgebung war bei diesen Lagen (Minimalintensität 8 geop. Dkm.): 9. Februar 1951: 24 geop. Dkm.; 6. August 1951: 8–9 geop. Dkm.; 5. November 1951: 20 geop. Dkm; 17. November 1951: 8–9 geop. Dkm.; 20. August 1954: 20 geop. Dkm.; 19. März 1956: 12 geop. Dkm. Der Gradient der relativen Topographie 500/1000 mb über dem Atlantik betrug (Minimalintensität 12 geop. Dkm.): 9. Februar 1951: bis 22 geop. Dkm.; 6. August 1951: bis 17 geop. Dkm; 5. November 1951: bis 36 geop. Dkm.; 17. November 1951: bis 32 geop. Dkm.; 20. August 1954: bis 22 geop. Dkm.; 19. März 1956: bis 34 geop. Dkm. (alles bezogen auf 10 mittlere Längengrade).

Schon aus diesen wenigen Fällen erkennt man, daß besonders große Intensitäten der Entstehungsfaktoren keine notwendige Bedingung für eine Katastrophenlage darstellen. Anderseits ist dies aber auch keine hinreichende Bedingung für eine Niederschlagskatastrophe, denn es

konnten auch Fälle festgestellt werden, bei denen nach außergewöhnlich großen Intensitäten der Entstehungsfaktoren keine extremen Niederschläge aufgetreten sind.

Schlußbemerkung

Es wurde in der vorliegenden Arbeit gezeigt, daß es möglich ist, eine Niederschlagsperiode auf Grund der Kenntnis ihrer Entstehungsbedingungen vorauszuerkennen. Die Entstehungsbedingungen wurden in Form quantitativer, synoptischer Faktoren dargestellt, die alle unmittelbar aus Wetterkarten entnommen werden können. Die Prognose von Niederschlagsperioden kann daher, im Unterschied zu den gebräuchlichen Methoden, ohne Extrapolation der Druck- und Strömungsfelder direkt aus den Entstehungsfaktoren gewonnen werden.

Literatur

1. Hess, P. und H. Brezowsky: Katalog der Großwetterlagen Europas. Berichte Deutsch. Wetterd. US-Zone, Nr. 33 (1952).
2. Bider, M.: Statistische Untersuchungen über die Hagelhäufigkeit in der Schweiz und ihre Beziehungen zur Großwetterlage. Arch. Met. Geoph. Biokl. B, **6**, 66 (1954).
3. Mothes, H.: Über die Auswirkung von Schlechtwetter-Fronten im Klagenfurter Becken. Beih. Carinthia II, Naturwiss. Beitr. Heimatkunde Kärntens. **1**. Heft (1954).
4. Kletter, L.: Die Verwertung der Höhenwetterkarte zur Beurteilung der Wetterwirksamkeit von Kaltfronten in den Südalpen. Arch. Met. Geoph. Biokl. A, **1**, 384 (1949).
5. Defant, F.: Über den Mechanismus der unperiodischen Schwankungen der allgemeinen Zirkulation der Nordhalbkugel. Arch. Met. Geoph. Biokl. A, **6**, 253 (1954).
6. Essenwanger, O.: Statistische Untersuchungen über die Zirkulation der Westdrift in 55° Breite. Berichte Deutsch. Wetterd., Nr. 7 (1953).
7. Zingg, Th.: Winterberichte des Eidg. Institutes für Schnee- und Lawinenforschung, Nr. 15 (1950/51) und Nr. 18 (1953/54); A, Meteorologie.
8. Thams, J. C.: Die Hochwasser vom August und November 1951 am Alpensüdfuß der Schweiz. Wasser- und Energiewirtsch. **44**, 171 (1952).

551.509.58 : 551.574.41 : 551.508.74

(Air Force Cambridge Research Center, Atmospheric Analysis Laboratory, Geophysics Research Directorate, Boston)

An Investigation of a Method for Predicting Dew Duration

By

Paul A. Davis

With 11 Figures

Summary. A method is described for the prediction of dew duration with the aid of a nomogram involving synoptic parameters. In order to enter the nomogram, knowledge of the net radiation, a characteristic dew point depression, and the wind speed near the surface is required. Methods for estimating the net radiation and the dew point depression are described.

Data collected in 1954 at 18 stations representing a variety of climatic zones in the United States were analysed in nomogram form. The characteristics of the nomograms are found to be dependent on the thermal characteristics of the underlying surface. An attempt is made to relate the synoptic parameters employed to the physical processes of heat exchange at the interface. Difficulties of the forecasting problem are discussed.

Zusammenfassung. Eine Nomogramm-Methode zur Vorhersage des Auftretens und der Andauer von Tau wird beschrieben. Zur Anwendung dieser Methode werden Angaben über die Strahlungsbilanz an der Erdoberfläche, über eine charakteristische Differenz zwischen Luft- und Taupunktstemperatur sowie über die Windgeschwindigkeit in Bodennähe benötigt. Verfahren zur Abschätzung der Strahlungsbilanz und der Taupunktsdepression werden beschrieben.

Die Ergebnisse umfangreicher Taubeobachtungen, welche im Sommer 1954 an 18 Stationen in verschiedenen Klimagebieten der Vereinigten Staaten gesammelt wurden, werden in Nomogrammform analysiert. Die Charakteristiken der Nomogramme erweisen sich als abhängig von den thermischen Eigenschaften der Bodenunterlage. Es wird der Versuch gemacht, die Nomogrammparameter zu den physikalischen Prozessen des Wärmeumsatzes an der Erdoberfläche in Beziehung zu setzen. Die Schwierigkeiten des Problems einer Tauvorhersage werden erörtert.

Résumé. On décrit une méthode de prévision de la durée de rosée basée sur des nomogrammes. Pour appliquer cette méthode il faut connaître le bilan radiatif à la surface du sol, une différence caractéristique entre la température de l'air et celle du point de rosée, ainsi que la vitesse du vent

près du sol. On décrit également des procédés pour estimer le bilan radiatif et la dépression du point de rosée.

Les résultats d'un grand nombre d'observations de rosée, qui ont été faites pendant l'été 1954 à 18 stations dans diverses régions climatiques des Etats-Unis, sont analysés à l'aide de nomogrammes. Les caractéristiques de ceux-ci ont été reconnues comme dépendantes des conditions thermiques du sol. On tente de mettre en rapport les paramètres de ces nomogrammes avec les processus physiques de l'économie thermique à la surface du sol. Pour terminer on discute les difficultés du problème de la prévision de la rosée.

I. Introduction

The atmospheric water vapor visibly condensed on the upper surface of objects which are cooled by radiation will be referred to as *dew*. Condensation may form on the underside of objects (such as metallic plates) which are flush, or nearly flush, with the ground surface when the soil is warm and moist relative to such objects. However, unless the upper surfaces of the objects also display evidence of accumulated water droplets, the effective surface underlying the atmosphere is considered to be void of dew. Ordinary observations will not necessarily distinguish between water accumulated as the result of dew or the settling of small fog droplets, but precipitation can be detected.

Under the condition that only standard synoptic information and a description of the terrain are known, the problem considered here is to forecast dew duration on a gauge described by Duvdevani [*1*], which is exposed at a grass surface. Dew duration on this specially painted wooden block is determined by visual observation. The dew duration, an indication of the presence and persistence of dew, is related to the maximum amount of dew formed, but this relationship weakens for the long durations or large amounts. When the collecting device is located at the level of the principal radiating surface of the terrain, it will ordinarily display the longest durations and collect the maximum amount of dew.

Collecting devices, both natural and artificial, may differ considerably in characteristics, but a forecast scheme devised for a particular type of receiver conceivably could be modified to apply to other types. It should be possible to select a plant type which is most favorable to dew deposition, but the effects of various plant surfaces are not included in the scope of this report. Artificial collecting surfaces have the advantage of providing means for standardization and for measurements of dew amounts. They have the disadvantage of not necessarily providing satisfactory substitutes for the natural surfaces.

Although no known references include an objective or empirical means for forecasting dew duration or amount, the meteorological conditions associated with the frequent occurrence of dew have been known for some time. Primarily, these conditions are unobstructed skies and light winds. In addition, other factors which are associated with surface cooling, such as the moisture content of the air, the soil heat capacity, conductivity and moisture content, and small-scale horizontal advection, are related to dew formation.

A successful forecast will essentially be a prediction of temperature and moisture conditions at the effective radiating surface. The direct, accurate measurement of temperature and vapor pressure at a natural surface presents formidable difficulties in instrumentation and observational procedure. Consequently, a method of predicting dew deposition without specifying the actual surface temperature and water vapor density is desired.

Interrelationships between parameters pertinent to nocturnal cooling and the degree of saturation of the air, in addition to the influence of the local environment, are very difficult to deal with in a practical forecast. The actual courses of temperature and dew point do not usually proceed in the smooth manner that may be prescribed by a simple theoretical model but are governed largely by small-scale advection and a varying heat supply from the air. Therefore, a practical forecast might be based on the total nocturnal changes in meteorological parameters rather than on changes over smaller time intervals. For example, several methods of forecasting minimum screen temperatures (or temperature fall over time periods from 5 to 10 hours) have been developed with reasonable success under clear skies.

The dew observations by J. R. SUTTON [2] in South Africa in 1912 indicated that dew occurred much more frequently on clear nights than on very cloudy nights, as was anticipated. The data were grouped according to sky cover and each group was separated into a number of classes of equal width describing the relative humidity at screen height. The relative humidity of the modal class of dew occurrence on clear nights was lower than the relative humidity of the modal class on cloudy nights.

Under particular sky conditions, the amount of dew is generally related to the mean relative humidity at standard height and is inversely related to the horizontal wind speed. In a comprehensive survey, which contains a good list of references on dew, MASSON [3] indicated that the most favorable wind speed for large dew amounts was about 1 m/sec, but that the wind speed had little or no effect when the air was saturated or nearly saturated.

Additional observations dealing with types of receivers, largely summarized by MASSON, follow. Dew forms with difficulty on a uniform, dry and hard ground surface; greater quantities of dew are observed over moist ground. Dew formation can be facilitated by first loosening the soil. Deposition occurs earlier and perhaps in larger amounts on humid leaves, hygroscopic substances, and porous adsorbing surfaces. Rough surfaces, by offering more surface area, will collect larger total amounts of dew than smooth surfaces of the same material. Dew deposition may be curtailed by a physical constitution which retards small-scale convection. Identical receivers collect different amounts of dew when placed over different surfaces; different receivers placed over identical surfaces may also collect different dew amounts. The formation of dew will itself affect the physical nature, humidity, and even the vertical temperature distribution of the surroundings, depending on the amount of dew deposited. A horizontal surface receives the maximum dew deposit. A surface protected from the horizontal air flow

will receive relatively large amounts of dew when there are not excessive obstructions to outgoing radiation. The major factors influencing the dew collecting ability of plant leaves appear to be radiation, absorption, evaporation, mobility, turgid state, orientation, and inclination.

A preliminary study was made of maximum dew amounts observed on Duvdevani blocks over grass at Ames, Iowa in 1952. This preliminary study indicated that from most of the available synoptic observations both near the surface and aloft, only the observed wind speeds, cloudiness, and the mean and minimum nocturnal dew-point depressions at screen height showed significant relationships to the dew amount. Observations were made at three heights up to one meter above grass. In the presence of fog, observations of heavy dew were reported, particularly at the upper levels, which implied that the blocks probably collected fog droplets. There was no relationship between the length of the night and the maximum dew amount at grass height. Polar air masses were associated with heavier and more frequent deposits than the tropical air masses.

II. Method of Analysis

Equipped with a general knowledge of the basic synoptic parameters (the low level wind speed, the net radiation, and a characteristic dew point depression for the surface layer) which appear to be most significantly related to dew deposition, it was then necessary to fit these parameters into a simple, logical pattern which would enable an objective prediction of dew duration. It was anticipated that the estimation of the selected parameters would present considerable difficulty.

For each night without precipitation the nocturnal means of the net radiation[1] (R), wind speed (u), and dew point depression (T-T^*) at a particular site were plotted as illustrated in Figures 1 a and 1 b.

Each point determined by these coordinates represents either a favorable or unfavorable night for appreciable dew duration as indicated by the observations. The dashed lines represent empirical straight lines which were drawn visually to separate the favorable and unfavorable dew nights. The two types of plots illustrated in Figures 1 a und 1 b yield the same information but the different coordinates yield different distributions (scatter). Graphs of the type in Figure 1 a show a large range of abscissas for the favorable cases, which appear to the right of the separation line; graphs of the type in Figure 1 b

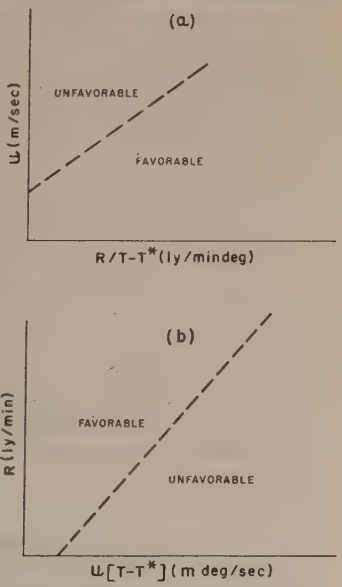

Fig. 1. Nomogram coordinates for analysis of dew duration data

[1] The intensity of radiation is expressed in ly/min (ly = abbreviation for Langley, 1 ly/min = 1 cal/cm^{2}min).

impose a large dispersion on the unfavorable cases, with the favorable cases appearing to the left of the line of separation. Data from the nomograms were examined for the twofold purpose of determining

1. the degree of accuracy by which "favorable" and "unfavorable" dew conditions could be separated (and thus predicted) by a straight line on the nomogram, and

2. the variability of the best separating line. The methods which were used to estimate the nomogram parameters are described below.

The net radiation was estimated by the empirical Brunt-type approximation in the form $R = (a - b\sqrt{e})\ \sigma\ T^4$, were a and b are constants. σ is the Stefan-Bolzmann constant, e is the vapor pressure at screen height, and T is the screen height temperature (Kelvin). Observations of net radiation with a Gier and Dunkle net radiometer were made by Professor SHAW of the Department of Agronomy, Iowa State College. Ames, Iowa, in 1954. In order to determine the constants above, observations from 32 clear nights were compared with simultaneous observations of screen height temperature and vapor pressure. The first degree approximating polynomial was determined by minimizing the sum of the squares of the errors at discrete points (least squares) and gave $a = 0.34$ and $b = 0.04$ in the above formula. An empirical formula of this type can merely be considered as a mean estimate, good over a number of nights, for a particular location. However, it is encouraging to note that these constants agree exactly with those found by GOSS and BROOKS [4] for the interior valleys of California. Although deviations of the actual net radiation from the estimated net radiation may be small in magnitude, it is possible that errors greater than about 15% can significantly affect the estimated surface heat budget. Deviations can be anticipated to occur with variations in the magnitude of the inversion between screen height and the surface, but no correction for these fluctuations was used in this study. When the same empirical constants derived at one location are applied at a different location, over-estimations of the net radiation might generally result over those terrains which have typically larger nocturnal inversions than the original location. Changes in the total atmospheric moisture and particulate matter content also have a slight effect on the estimated magnitude of the net radiation. The moisture content may generally be larger for those regions which tend to have smaller nocturnal inversions.

The empirical expression for the net radiation under clear skies must be corrected when the skies are obstructed either by 1) obstructions extending upward from the surface, or 2) clouds. When there are surface obstructions the approximate correction can be accomplished by multiplication of the clear sky net radiation expression by the factor $(1 - K\sin^2\beta)$, where K is the fraction of the total 2π of the azimuth obstructed and β is the elevation angle to the top of the surface obstruction[1].

To correct for clouds one must have either nocturnal cloud obser-

[1] For the derivation of this relation see Appendix, p. 93.

vations or an accurate forecast of the cloudiness. The reduction of the net radiation by clouds requires knowledge of both cloud base height and amount of sky coverage. In place of cloud base height the type of cloud can be used. The specification of cloud type indirectly indicates both the cloud base height and the thickness of the cloud. If the symbol w is used to indicate the fraction of the sky obscured by clouds and k is used to represent an empirical *cloud "blackness" factor*, then the clear-sky radiation expression can be corrected empirically for clouds by multiplication by the factor $(1-kw)$. The values which were used for k are presented in Table I; these values were patterned after those used by MEINANDER and PHILIPPS and quoted by GEIGER [5].

Table I. *Empirical values for the cloud radiation factor k*

Cloud Type	k	Cloud Base Height (ft.)	k
Cb, Cu	0.9	less than 5000	0.9
Sc, Ns, St	0.8	5000 to 8000	0.8
Ac	0.65	8000 to 12000	0.7
As	0.5	12000 to 17000	0.6
Cs	0.35	17000 to 27000	0.4
Ci	0.2	greater than 27000	0.2

The magnitudes of k may indicate, in addition to the effect of the clouds, the effect of the temperature and moisture profiles aloft. In the presence of fog, $k = 1.0$ and w depends on the degree of obstruction to visibility. When more than one cloud type was present averaged values for k and w were used in this study, after which the resulting products were averaged for the night.

The complete empirical expression for the net radiation in the absence of surface obstructions is now

$$R = \sigma\, T^4\, (0.34-0.04\sqrt{e})\, (1-kw).$$

In this study the mean nocturnal net radiation was estimated by use of the mean nocturnal temperature and vapor pressure in the above expression and denoted by R. Estimates of the mean net radiation were also obtained to sufficient accuracy with the above expression by using the average of the previous day's maximum and minimum temperatures for T and the average of the associated vapor pressures for e. The latter radiation estimates were denoted by R'.

The low-level wind speed is the most difficult of the bulk nocturnal parameters to forecast accurately from synoptic data at a particular location. Since the wind speed is regularly observed at some low height, it was considered to be available information in this study and was not forecast. If the mean wind speed for the night at some low level were forecast, the accuracy requirements for low speeds would be about 0.5 m/sec.

When observed winds are used in a study such as this, care must be taken to insure uniformity in mode of measurement and height of instrument exposure. Experience has indicated that it is unwise to mix visual observations with instrumental measurements, since the two means of obser-

vation apparently lead to somewhat different distributions. Estimates of the Beaufort force of wind speed can be biased. Comparison of wind speeds oberved at different locations requires reduction to the same height. To correct a wind speed at one level to the appropriate speed at another level it is usually necessary to assume a characteristic surface roughness and to employ a parameter which is dependent on the thermal stratification and describes the anticipated type of wind profile. This technique may be satisfactory for general forecasting purposes but when the wind speed correction is carried over height intervals larger than 10 m, errors exceeding 0.5 m/sec can easily be introduced for particular observations.

An additional complication which arises from the use of low level wind observations is the occurrence of speeds which are below the threshold of the anemometer employed. A comparison of high resolution anemometers with the conventional cup anemometers suggested that many of the conventional "calm" observations might be replaced, without serious error, by a postulated wind speed magnitude which is only slightly smaller than the starting speed of the anemometer. Thus, if an anemometer had a starting speed of about 1.8 knots, "calm" reports might well have been recorded as 1.5 knots with high resolution instrumentation. Substitution of a postulated wind speed for "calms" enables utilization of all the wind speed data during a given night. If calms were reported at every hourly observation during the night, the figure of 1.5 knots would probably be high.

In order to estimate a characteristic dew point depression for the atmospheric surface layer, screen height temperatures and dew points were used in this study. When temperatures were available throughout the night in question the depression (T-T^*) was simply determined as the difference between the mean nocturnal temperature and mean dew point.

In the attempt to predict a characteristic nocturnal dew point depression from data preceding the night of interest, the empirically determined parameter $(e_{max}/e_{min})\,(T-T^*)_{max}/4$ was introduced in place of T-T^*. Here e_{max} and e_{min} represent the vapor pressures at the times of maximum and minimum temperatures, respectively, of the previous day, $(T$-$T^*)_{max}$ it the dew point depression at the time of maximum temperature of the previous day, and the integer 4 merely reduces the magnitude of the parameter to the same order as T-T^*. The dew point depression at the time of maximum temperature (preceding the night of interest) gives an indication of the degree of saturation of the air as it is affected by the air mass type and the daytime heating and evaporation from the local terrain. The ratio e_{max}/e_{min} typically diminishes as the climate becomes drier, and is sensitive to existing advective changes in atmospheric moisture near the ground. The product of (e_{max}/e_{min}) and $(T$-$T^*)_{max}/4$ is related to the mean dew point depression that can be anticipated during the night, since changes in the ratio e_{max}/e_{min} allow for changes in the cooling rate. For example, a smaller ratio suggests a drier environment which cools more rapidly and permits a smaller nocturnal dew point depression at the surface than might be anticipated from the depression at maximum temperature alone. In the presence of advection, the empirical product may often deviate from the actual mean dew point

depression at screen height. In the event of dry advection over moist ground, for example, the fact that $T\text{-}T^*$ exceeds (e_{max}/e_{min}) $(T\text{-}T^*)_{max}/4$ at screen height is desirable, since under these conditions the screen height depression is a pronounced overestimator of the depression at the surface. Deviations can also result when advection occurs in the afternoon but not during the night (or vice versa).

There is an indicated inverse relationship between the estimated net radiation and the dew point depression, but the principal factor effecting large variations in the net radiation is cloudiness. Observations during the Great Plains Turbulence Field Program at O'Neill, Nebraska, in late summer of 1953 indicated that the empirical estimation of the net radiation during clear skies resulted in an overestimation when a large temperature inversion and very low wind speeds existed in the surface layer. From the O'Neill data the vertical variation of the dew point depression below screen height, $\Delta\ (T\text{-}T^*)/\Delta z$, was examined. Results indicated that for the existing soil moisture conditions the depression gradient was largest for large temperature inversion conditions (low wind speeds). Consequently, in the absence of significant advection, the dew point depression at screen height overestimated the "surface" dew point depression under the same conditions for which the net radiation was overestimated. When the parameters are plotted as in Figure 1, the two overestimates tend to cancel out. For the O'Neill data, the plot of the parameters as in Figure 1 did yield an empirical separation of the dew and no-dew nights when the observed mean cloudiness and wind speed were used.

When the nomogram parameters are being forecast, advection could be considered. The procedure would be to estimate the advection, qualitatively analyze the advective effects on the parameters, and subjectively correct, if necessary, the forecast made without consideration of advection. Advection associated with frontal activity is usually well marked. An approximate estimate of advection can be made from consideration of such factors as the trajectory of the air flow, horizontal temperature and moisture fields, and the thermal wind, or from such indirect factors as the local pressure tendency, wind direction change, cloud cover variation, and dew point trend. The trajectory of the air flow depends essentially on the direction and curvature of the streamlines, the speed of the wind, and the relative rate of movement of the streamline patterns.

Another method of estimating the nomogram parameters would be the selection of particular magnitudes after reference to climatological statistics on the parameters, if available. To be of value the climatological statistics would have to be classified according to location, season, air mass, trajectory of flow, cloudiness, pressure gradient, and state of the surface.

In the method of analysis outlined here, no direct information of the temperature, wind speed, and moisture at more than one height was required. No explicit consideration was given to season, latitude, elevation, atmospheric turbidity, small-scale advection, circulations induced by local terrain features or obstructions, thermal properties of the surface,

soil moisture, surface albedo, and surface roughness. In addition, no consideration was given to the possibility of a requirement for significant supersaturation at the surface under certain conditions prior to the formation of dew. Presumably, plant and soil moisture reduce any such special requirements.

III. Analysis of Iowa State College Data

A two-year observational program was initiated at Iowa State College in 1953 under Contract AF 19 (604)-589 for the purpose of obtaining visual observations of dew on crops, the measurement of dew on Duvdevani dew gauges (and several other recorders), and the observation of several ordinary meteorological parameters during the frost-free season, which usally extended from May through the middle of September. The observational site was located about one mile from Ames, Iowa, on terrain which was generally level for considerable distances. The chief vegetative cover of the area consisted of grass, corn, and a few other crops.

In 1953 the crops planted at the site were grass, oats, soybeans, and corn, with a patch of bare ground for comparison. In 1954 the corn was replaced by alternate rows of potatoes and tomatoes. Visual observations of dew on the plant surfaces were classified as either none, trace, light, medium, heavy, or very heavy. It was usually possible to distinguish guttation water from dew.

Dew amounts observed on the Duvdevani blocks were indicated in dew scale numbers (0, *T*, 1, 2 to 8). The numbers are determined by comparison of the appearance of the dew droplets with photographs of known amounts of dew, obtained by weighing standard blocks. Each scale number can be converted to an equivalent amount of dew in mm (liters per square meter).

The dew blocks were exposed at the height of the crop surface and at a height of 1 m. In 1953, additional block observations were made at a height of 50 cm over grass and over oats. All dew observations were made on an hourly basis throughout the night in 1953, but in 1954 hourly observations were made only until 0030 and resumed again near sunrise and continued until no dew remained on the plants. No observations were made during nights with precipitation. Meteorological observations included wind speed and direction, clouds, temperature and relative humidity at shelter height, daily precipitation amounts, and notations on type of air mass. In 1954 direct observations were made of the net radiation with a Gier and Dunkle net radiometer.

For a discussion of the relationship between observations on the gauges and the various crops plus an appraisal of some of the meteorological factors, reference can be made to SHAW [*6*]. In 1954 several types of dew duration recorders were tested experimentally by SHAW [*7*].

In the present study only the aspects of *forecasting dew duration over grass* were considered. Although high correlation existed between dew duration on the grass and the duration on a block exposed near the surface of the grass, certain differences occurred. During very dry weather

the dew block sometimes displayed longer hours of duration than the grass, with the reverse occurring occasionally during moist conditions early in the growing season. The further the block was from the effective grass surface, the poorer the correlation became between gauge and crop durations.

The analysis of observations presented in this report includes only those nights for which direct wind measurements were available. The wind speed was measured with a Beckman and Whitley 170 anemometer mounted at a height of 25 feet. On other nights the wind speed was estimated visually in Beaufort force, representing a short-time rather than an hourly mean as recorded from the anemometer. Frequency distributions of mean nocturnal wind speed, although not for simultaneous nights, were drawn up for both types of measurements and divided into three discrete classes, each class containing approximately the same number of observations. The class limits for the central class of the distribution for the anemometer observations were 4.6 to 6.4 mph (= miles per hour), while the central class limits for Beaufort observations indicated speeds from 1.2 to 4.9 mph. Assuming that the distributions were from the same population, either the Beaufort estimations were biased toward lower wind speeds or the actual observations applied to considerably lower elevations than the anemometer height. Consequently, all nights with visual Beaufort observations were disregarded. For this reason only data from 15 July to 15 September were included in the 1953 study and a number of nights were deleted from the 1954 analysis.

Although only the nomograms are presented below, several general results can be stated for the Ames site. The climate and terrain were very suitable for considerable dew deposition. Some dew was reported at least once during 85% of the rainless nights. Polar air masses tended to be associated with greater dew duration than tropical air masses. Small-scale advection was difficult to evaluate, but flow from the southwest quadrant often appeared to be associated with increasing nocturnal values of the dew point depression while flow from the southeast quadrant was frequently associated with decreasing values of the mean dew point depression.

Analysis of observations by air mass and direction of flow contributed less to an understanding of dew duration than the selected nomogram parameters. Furthermore, the nocturnal means of the nomogram parameters appeared to yield a better representation of dew duration than means for other time periods.

Pressure gradients, for geostrophic wind computations, were carefully determined from three-hourly United States Weather Bureau synoptic charts for the 1953 data. The mean geostrophic wind for the night was computed from the average of the pressure gradients on the assumption that the magnitudes of the gradients changed linearly between map times. This assumption must be corrected in the event of a ridge or trough passage during the interval between maps. The relationship between the mean wind speed at a height of 25 feet and the mean sea-level geostrophic wind speed was good; the geostrophic wind speeds were generally three times as large as the observed wind speeds for the period studied.

The four general classifications of dew duration which were considered for the Ames study are defined in Table II.

It was decided that the empirical straight lines drawn on the nomograms to separate favorable and unfavorable dew nights would be con-

sidered satisfactory if 85% of the total favorable cases appeared on one side of the line and that 85% of all the cases appearing on the same side of the line were favorable. Furthermore, the line was to be located in the vicinity in which the frequencies of occurrence of favorable and unfavorable nights were becoming equal, with no parallel strip extending

Table II. *Classification of observation nights in terms of dew duration*

Class No.	Definition	Symbols used in Figures 2 to 8
1	Favorable; dew existing more than half of the night and beyond sunrise	Cross
2	Favorable (borderline); dew existing at and beyond sunrise but beginning during the latter half of the night	Solid circle
3	Unfavorable (borderline); very light dew at sunrise with total duration not exceeding a few hours, or longer durations with dew evaporating before sunrise	Clear sircle
4	Unfavorable; no dew or insignificant short period trace	Clear square

into the "favorable" region containing more unfavorable dew nights than favorable. In an analysis of this type the lines of best separation can become arbitrary so that it might be necessary to draw a compensating line from two or more possibilities.

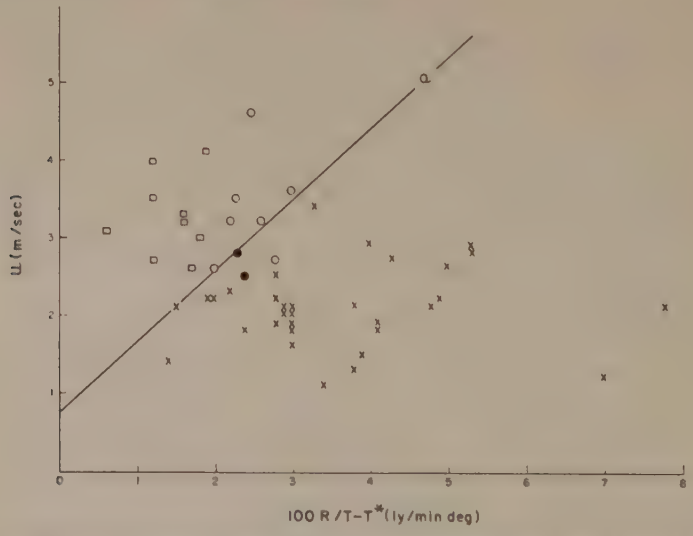

Fig. 2. Dew duration nomogram, Ames, Iowa, 15 July to 15 September, 1953. Symbols defined in Table II

Figures 2 to 8 show the nomograms resulting from the coordinates of wind speed versus the ratio of net radiation to dew point depression (as in Figure 1a). This choice of coordinates resulted in lines of separation

which may not have been quite as consistent as those obtained from the net radiation versus the product of the wind speed and dew point depression (see Figure 1 b), but the latter type of plot yielded little scatter for these data in the net radiation coordinate. Since most of the very

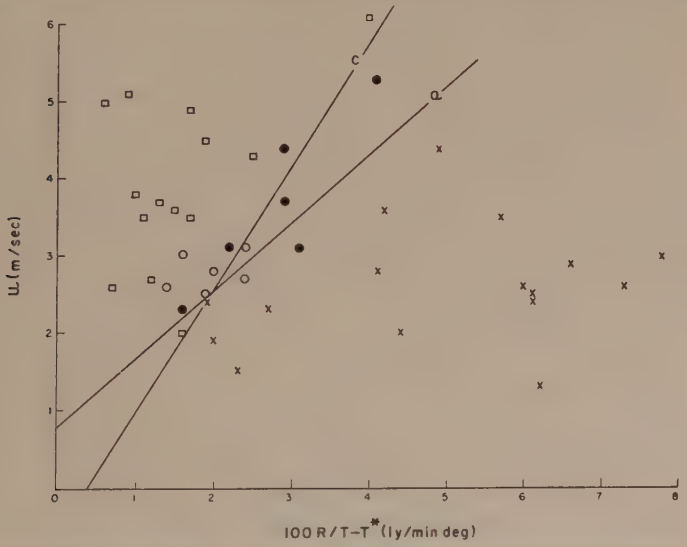

Fig. 3. Dew duration nomogram, Ames, Iowa, 7 May to 10 July, 1954. Symbols defined in Table II

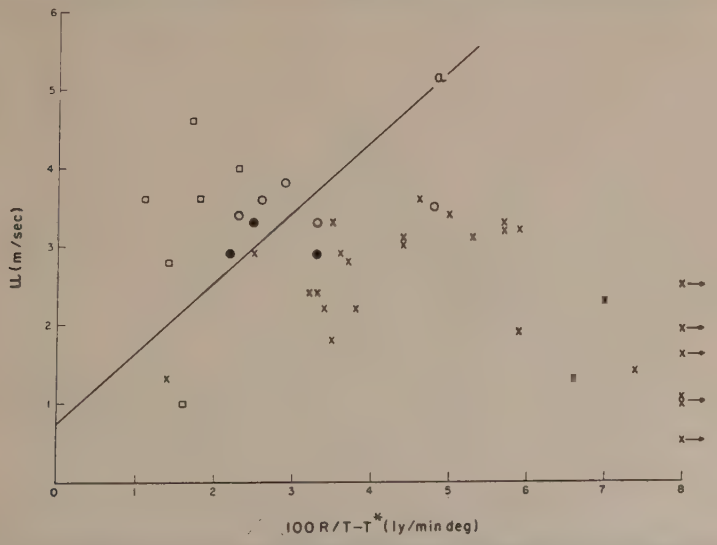

Fig. 4. Dew duration nomogram, Ames, Iowa, 10 July to 21 September, 1954. Symbols defined in Table II

cloudy nights were associated with rain and omitted, the net radiation means tended to cluster at high magnitudes. Both of the methods for

estimating the net radiation, by utilizing the mean temperature and dew point for the night *(R)* and by utilizing the maximum and minimum temperatures and associated dew points of the previous day *(R')*, required accurate knowledge of the mean cloudiness for the night under investigation.

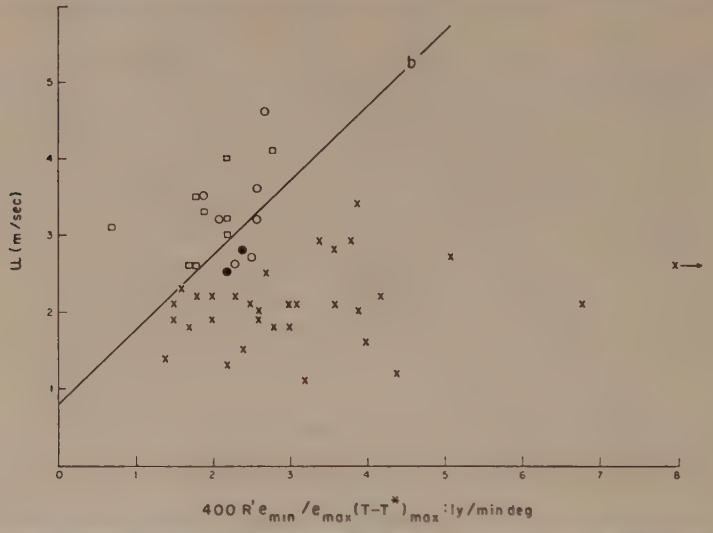

Fig. 5. Dew duration nomogram, Ames, Iowa, 15 July to 15 September, 1953. Symbols defined in Table II

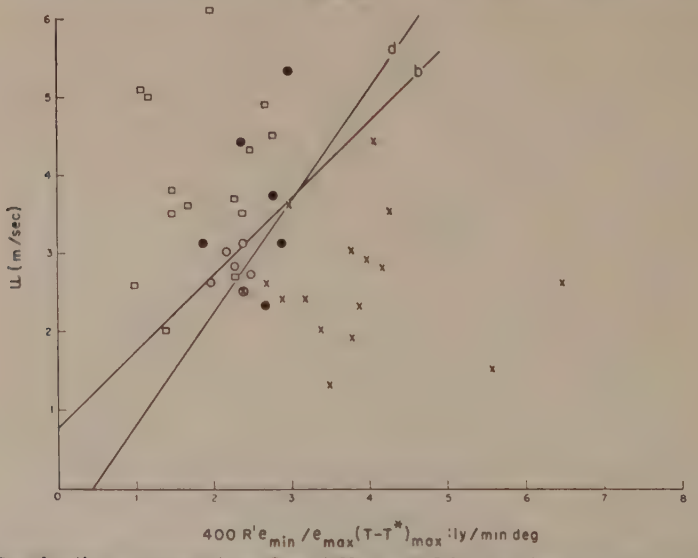

Fig. 6. Dew duration nomogram, Ames, Iowa, 7 May to 10 July, 1954. Symbols defined in Table II

The line "*a*" was determined as the line for best separation of favorable and unfavorable dew nights during the late summer of 1953 (Figure 2).

This same line was then plotted on the graphs for the early summer (Fig. 3) and the late summer (Fig. 4) of 1954. Since the line *a* was not considered satisfactory for the early summer graph, a new line of sepa-

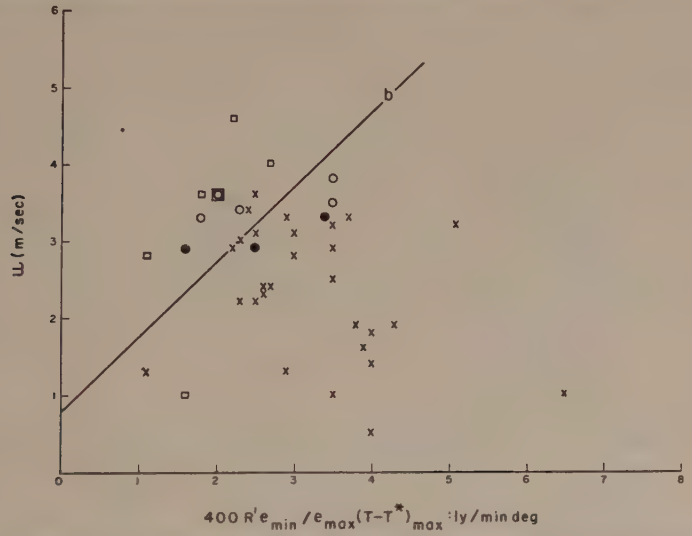

Fig. 7. Dew duration nomogram, Ames, Iowa, 10 July to 21 September, 1954. Symbols defined in Table II

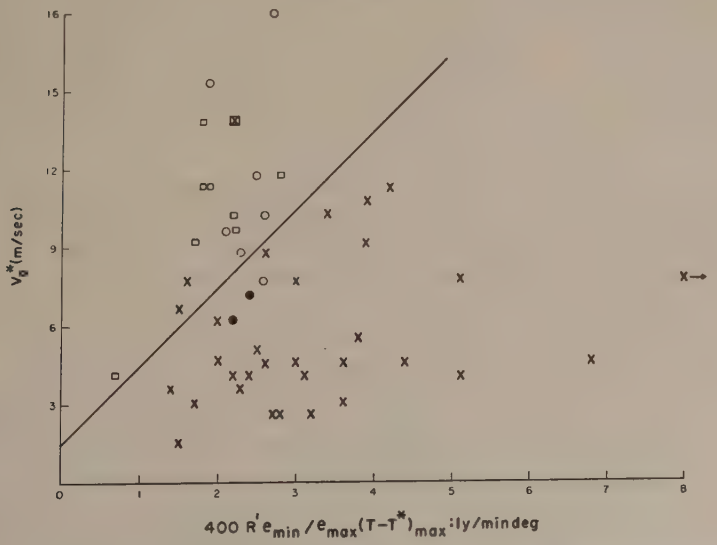

Fig. 8. Dew duration nomogram, Ames, Iowa, 15 July to 15 September, 1953. Symbols defined in Table II

ration *c* was drawn on Fig. 3. Similarly, with the abscissa changed from $R/T\text{-}T^*$ to $4R'\ e_{min}/e_{max}\ (T\text{-}T^*)_{max}$, the best line of separation,

b, was again determined for the late summer of 1953 (Fig. 5), with the restriction that it have the same ordinate intercept as line a. Line b was then plotted on similar graphs for the early summer (Fig. 6) and late summer (Fig. 7) of 1954. Again, a new line of separation, d, had to be drawn for the early summer of 1954 (Fig. 6), with the same ordinate intercept as line c. Near the origin the lines have little signifiance. To test its value as a predictor the geostrophic wind speed at 1830 h. V_g*, was plotted as the ordinate on Figure 8 in place of the mean wind speed. The only parameter in Figure 8 which requires an actual forecast is the mean cloudiness for the night.

In addition to the first and last dates of each period and the separation line for each nomogram, the items in Table III include $n_{1,2}$, the number of nights in the favorable duration classes 1 and 2, $n_{3,4}$, the number of nights in the unfavorable duration classes 3 and 4, $n^*_{1,2}$, the number of nights which were correctly "forecast" as favorable by the separation line, and N, the total number of nights which were "forecast" as favorable by the separation line.

Table III. *Summary of nomogram results*

Fig.	Period	$n_{1,2}$	$n_{3,4}$	Separation Line	$n^*_{1,2}/n_{1,2}$	$n^*_{1,2}/N$
2	15 Jul—15 Sep 53 ...	34	16	*a*	34/34	34/35
3	7 May—10 Jul 54 ..	22	20	*a*	17/22	17/19
				c	19/22	19/21
4	10 Jul—21 Sep 54 ..	31	11	*a*	29/31	29/32
5	Same as 2	34	16	*b*	34/34	34/37
6	Same as 3	22	20	*b*	18/22	18/24
				d	18/22	18/20
7	Same as 4	31	11	*b*	28/31	28/31
8	Same as 2	34	16	—	31/34	31/32

From an examination of the graphs several conclusions can be drawn regarding the prediction of dew duration by the nomogram lines at Ames, Iowa. The best lines of separation for the late summer of 1953 (Figs. 2 and 5) also separated favorable and unfavorable dew nights for late summer of 1954 (Figs. 4 and 7) very satisfactorily. Apparently, the location of the line was not affected by the greater total amount of precipitation during the summer of 1954. For the early summer period the best line of separation appeared to be rotated counterclockwise (increasing slope). Had the data been plotted as in Figure 1 b, the rotation would have been clockwise (decreasing slope). The data for the early summer of 1954 showed considerably more scatter with poorer separation than the latter half of the summer. It is possible that some of the difference between halves of the summer resulted from a difference in the state of the underlying surface and a larger variability of the meteorological parameters during the earlier period. In 1954 there were considerably more "borderline" favorable and unfavorable dew nights than in 1953, but this was partially due to the difference in observational techniques.

The type of dew receiver becomes important for the borderline cases. The average time of first deposition occured slightly earlier in 1953 than in 1954.

The empirical separating lines for the nomograms for which the maximum and minimum temperature and dew points of the previous day were used (Figs. 5 and 7) differed only slightly in slope from the lines obtained when the mean nocturnal temperatures and dew points were used (Figs. 2 to 4). Use of the abscissa $4R'\ e_{\min}/e_{\max}\ (T\text{-}T^*)_{\max}$ in place of $R/T\text{-}T^*$ reduced the total scatter of all plotted points.

Replacement of the mean wind speed with the geostrophic speed resulted in very good separation of favorable and unfavorable dew nights, probably because of the good relationship observed between the geostrophic and observed mean speeds. The scale used for the plot of the geostrophic speed was three times that used for the observed speed.

IV. Analysis of Air Weather Service Data

During the months of June through September of 1954 dew observations were made with Duvdevani dew blocks in conjunction with standard observations by the Air Weather Service of the United States Air Force at 18 stations. Blocks were exposed at a height of 10 inches over a grass surface. The locations of the stations are displayed on Figures 10 and 11. Data records were studied for the purpose of obtaining a climatological summary of the dew data, determining how well the proposed forecasting nomogram might succeed, and comparing the nomograms of all stations to obtain an idea of the variability of the "separating" line from one station to another.

The ideal circumstances would have been to have identical sites such that the only variables other than the synoptic parameters would be soil type, elevation, and latitude. However, although all stations were at air bases, there were differences in exposure (proximity to water, trees, buildings, and hard surfaces) which made it difficult to specify a characteristic type of surface. It was still possible to type each geographical region by a characteristic soil and natural vegetation. Some of the sites appeared to be under the influence of terrain-induced circulations and could not be expected to display the same nocturnal characteristics as other sites.

A major obstacle to analysis was introduced by the fact that the anemometers were not located at the same heights. This height difference directly affected the values of the nomogram parameter u and the slope of the line of separation. In order to compare slopes of the empirical lines at the different sites, either geostophic winds must be used or the actual mean wind speeds must be corrected to a standard height.

When correcting wind speeds to a standard level, it was necessary to make an assumption regarding the height distribution of the horizontal wind speeds. Since a Deacon wind profile is restricted to the lowest few meters because of a decreasing β and changing z_0 at greater heights (Davidson and Barad [8]), a power law profile was assumed. Presumably, since

the surface roughness was assumed to be similar for the air bases, the wind speed at some standard level H can be expressed, for the height ranges encountered, as a function of the wind speed at another height z by

$$U_H = U_z (H/z)^p$$

where the constant p is a function of the thermal stratification. In this application it was assumed that the above expression could be applied to the mean nocturnal wind speeds and p was assumed to depend on the mean nocturnal temperature gradient. Anemometer heights for the stations ranged from 13 feet to 200 feet. A standard reference level (H) of 70 feet was selected.

From an examination of wind speed observations at 16 m and 4 m at O'Neill, Nebraska in 1953 it was estimated that, for nocturnal conditions typical of the neighborhood of the separating line on the nomogram, a representative value of p was 0.29. This value of p was used in the wind data correction for all stations on the assumption that the surface roughness characteristics for the air bases were similar. It is believed that the slopes of the separating lines were quite accurately corrected for standard level wind speeds and that the summer averages of the nocturnal wind speeds at standard level were probably accurate to better than 0.5 m/sec.

Initially, for each station, nocturnal values of R and u_z (T-T^*) were obtained and plotted on graphs of the type shown in Figures 1 b as either favorable or unfavorable dew nights. Use of the parameters R and u_z (T-T^*) for the nomograms of the Air Weather Service reduced the amount of plotting necessary to determine the separation between favorable and unfavorable dew nights, since many unfavorable nights were dispersed to very large values of the abscissa and could be disregarded. Also in contrast to the analysis of the data from Ames, Iowa, any night with dew appearing by sunrise, regardless of duration, was considered to be "favorable". Those nights for which dew was reported but not existing at sunrise were disregarded in the calculation of nomogram statistics. Since a linear function of the wind speed was involved in the abscissa of the nomogram, the correction of the slope of the initial linear line of separation to the slope compatible with the wind speed at the standard level was accomplished by multiplication with the factor $(z/H)^p$. Ordinate intercepts remained the same. Differences in the corrected lines between stations were largely dependent on the surface type, each having different thermal properties. The percentage of favorable dew nights which were "forecast" correctly, $100\, n^*/n$, the percentage of hits among the forecasts for favorable dew nights, $100\, n^*/N$, and the corrected slopes and ordinate intercepts of the empirical lines for each station appear in the "nomogram statistics" in Table V, where n is the total number of favorable nights, n^* is the number of favorable nights forecast correctly, and N is the total number of nights forecast as favorable by the separation line.

A broad geographical classification of natural soils and vegetation for regions including the air bases was obtained from "Climate and Man" [9]. An attempt was made to arrange the stations according to the soil-vegetation classification in Table IV. The same order of presentation of the stations was followed in Table V.

Table IV. *General geographical description of natural soil and vegetation for 18 air base localities*

Stations	Soil-Vegetation Description
Griffiss Wurtsmith	podzol, half-bog; northern hardwoods
Limestone	podzol; spruce, fir
McChord	red and gray-brown podzolic; Douglas-fir
Hunter Pope	ground water podzol, red and yellow podzolic; southern pineries
Andrews Lockbourne Stewart	gray-brown podzolic; oak
Maxwell	rendzina, red and yellow podzolic; woodland, brushland
Chanute Offutt	prairie
Carswell Smoky Hill Tinker	reddish prairie
Great Falls	chestnut; brushland
McClellan	chernozem; grassland
Hill	sierozem and gray desert

Table V gives a summary of climatic data and the nomogram statistics for the 18 air bases for the four months, June to September, 1954. In addition to the frequency distribution of the wind direction by quadrants in per cent and the nomogram statistics, listed items include station elevation in feet (*El.*,) latitude in degrees (*Lat.*), number of favorable dew nights (n), frequence of occurrence of favorable dew nights in percent ($100\ n/N_T$), mean dew duration on favorable dew nights in hours (*Dur.*), mean maximum dew amount on favorable nights in dew scale numbers (*Amt.*), approximate total precipitation in inches (*Precip.*), percentage frequency of occurrence of precipitation exceeding 0.01 inches (*Freq.*), number of nights with sky obscured by fog (*Fog*), number of nights with visibility less than 3 miles ($V<3$), cloudiness factor ($\overline{kw}$), net radiation in ly/min ($\overline{R}$), temperature in deg Kelvin ($\overline{T}$), dew point in deg Kelvin ($\overline{T}$*), anemometer height in ft (h), wind speed in m/sec ($\bar{u}$), and the wind speed corrected to standard height of 70 ft ($\bar{u}_H$). With the exception of precipitation data, the items refer to all nights without precipitation during the four months for which there were no missing data. The barred items refer to the average of the nocturnal means. Data referring directly to the dew observations have relative rather than absolute significance. Interpretation of the wind data requires consideration of the anemometer height.

The soil and vegetation classifications serve as climatic indicators of evaporation, precipitation runoff, and soil heat flux of the terrain. A pair of stations from each of four general classifications was selected for additional study with the provision that the indicated forecasting accuracy (percentage of hits left of the line) for each station included

Table V. *Summary of climatic data and nomogram statistics for 18 air bases, June to September, 1954. Symbols are defined in the text*

Item	Griffiss	Wurtsmith	Limestone	McChord	Hunter	Pepe
El.	494	625	746	320	40	220
Lat.	43	44½	47	47	32	35
n	69	59	40	58	38	60
$100\ n/N_T$	82	69	55	70	39	64
Dur.	5.7	5.2	5.3	6.0	4.0	5.3
Amt.	3.2	1.8	2.7	3.8	2.5	2.9
Precip.	13.6	12.5	25.2	7.4	12.5	15.4
Freq.	43	40	52	36	21	22
Fog	7	4	4	15	6	9
$V < 3$	13	15	6	26	14	13
$\overline{kw}$	.32	.24	.26	.41	.15	.13
$\bar{R}$	.077	.086	.085	.068	.085	.094
$\bar{T}$	15.5	15.3	12.4	12.6	25.7	22.5
$\bar{T}^*$	12.5	12.4	9.6	10.0	21.6	18.2
$\bar{h}$	20	26	92	100	40	50
$\bar{u}$	1.8	2.4	3.2	1.9	2.2	2.2
$\bar{u}_H$	2.6	3.2	2.9	1.7	2.6	2.4
$\bar{u}_H\ (\bar{T}-\bar{T}^*)$	7.7	10.4	8.4	4.4	11.2	11.0
Wind Direction Distribution by Quadrants (%)						
Calm	40½	16	3	36	11	36
N—E	9	6	14	7	18½	13
E—S	22½	10	14	6	20½	7
S—W	3	26	37	32	42	38
W—N	25	42	32	19	8	6
Nomogram Statistics						
$100\ n^*/n$	88.4	91.5	87.5	94.7	94.7	90.0
$100\ n^*/N$	91.0	84.4	80.0	94.7	85.7	84.4
Int.	−.02	−.01	−.005	−.01	−.015	−.02
Slope	.81	.72	.92	1.17	1.17	.91

Item	Andrews	Lockbourne	Stewart	Maxwell	Chanute	Offutt
El.	279	744	471	167	737	1049
Lat.	39	40	41½	32½	40	41
n	31	62	42	20	34	12
$100\ n/N_T$	33	62	49	18	39	14
Dur.	3.9	5.2	4.3	2.3	4.5	4.4
Amt.	1.8	3.2	2.0	2.0	2.4	2.2
Precip.	6.7	12.4	13.8	6.7	11.4	12.0
Freq.	27	34	32	19	26	32
Fog	3	6	8	1	3	1
$V < 3$	11	27	15	2	6	2
$\overline{kw}$	.19	.18	.22	.15	.19	.14
R	.092	.091	.091	.091	.090	.096
$\bar{T}$	21.4	19.5	17.6	25.9	21.0	22.6
$\bar{T}^*$	16.1	15.6	12.5	19.9	16.1	16.4
$\bar{h}$	(100) [1]	82	200	59	13	58
$\bar{u}$	3.4	4.3	4.3	1.6	2.7	3.5
$\bar{u}_H$	3.1	4.1	3.2	1.7	4.4	3.7
$\bar{u}_H\ (\bar{T}-\bar{T}^*)$	16.8	16.4	17.5	10.5	22.0	23.5

[1] Anemometer height estimated.

Table V. (continued) *Summary of climatic data and nomogram statistics for 18 air bases, June to September, 1954. Symbols are defined in the text*

Item	Andrews	Lockbourne	Stewart	Maxwell	Chanute	Offutt
Wind Direction Distribution by Quadrants (%)						
Calm	3	1	3	37	17½	2
N—E	14	26	11	22	24½	25
E—S	12	20	11	14	22½	43
S—W	37	35	47	22	23½	14
W—N	34	18	28	5	12	16
Nomogram Statistics						
100 n*/*n* ...	87.1	88.7	88.1	80.0	82.4	83.3
100 n*/*N* ...	84.4	85.9	84.1	50.0	70.0	71.4
Int.	—.005	—.025	.005	.03	—.035	.05
Slope	.79	.68	.60	.98	.73	.58

Item	(Carswell)[2]	Smoky Hill	Tinker	Great Falls	McClellan	Hill
El.	634	1271	1272	3515	73	4788
Lat.	33	39	35½	47½	38½	41
n	4	6	6	17	18	3
100 n/N_T ..	5	6	5	18	16	3
Dur.	3.8	3.8	2.7	5.0	2.8	7.0
Amt.	3.5	2.7	2.6	3.1	1.6	3.5
Precip.	3.7	8.0	3.6	9.8	0.3	2.9
Freq.	10	23	13	36	2	20
Fog	0	0	0	2	0	0
$V < 3$	0	0	0	2	0	0
$\overline{kw}$	.09	.17	.07	.21	.05	.15
$\overline{R}$	.108	.102	.111	.099	.119	.120
$\overline{T}$	28.5	25.2	26.1	14.4	19.0	19.0
$\overline{T}^*$	17.9	15.2	16.0	6.9	10.2	3.4
$\overline{h}$	75	65	88	110	120	19
$\overline{u}$	4.7	4.8	7.3	4.6	2.8	4.5
$\overline{u}_H$	4.6	4.9	6.8	4.0	2.4	6.5
$\overline{u}_H(\overline{T}-\overline{T}^*)$	49.1	51.6	67.0	30.4	19.6	78.0
Wind Direction Distribution by Quadrants (%)						
Calm	6½	3	0	1	14½	0
N—E	6½	16	7	17	1	47
E—S	58	36	78	12	29½	48
S—W	29	38	11	53	52½	4
W—N	0	7	4	17	2½	1
Nomogram Statistics						
100 n*/*n* ...	100.0	83.3	83.3	82.4	—	100.0
100 n*/*N* ..	100.0	62.5	83.3	87.5	—	75.0
Int.	.00	.04	—.01	.00	—	.02
Slope	1.00	0.50	0.50	0.59	—	0.38

[2] September data missing.

was better than 80%. The data for each pair were plotted on nomograms after correction of the winds to the standard level and the best separating lines for each pair was determined. The results of the separation of favorable and unfavorable dew nights for the four pairs of stations appear in Table VI and the empirical lines are plotted in Figure 9. The ordinate intercepts are not believed to be significant, but they do show a tendency to increase for the drier soils. This may be indicative of soils with low heat capacity. The sandy regions of the southern pineries with poor drainage appear to yield a separating line with the largest slope on the type of nomogram selected. The northern hardwood regions yield smaller slopes and the

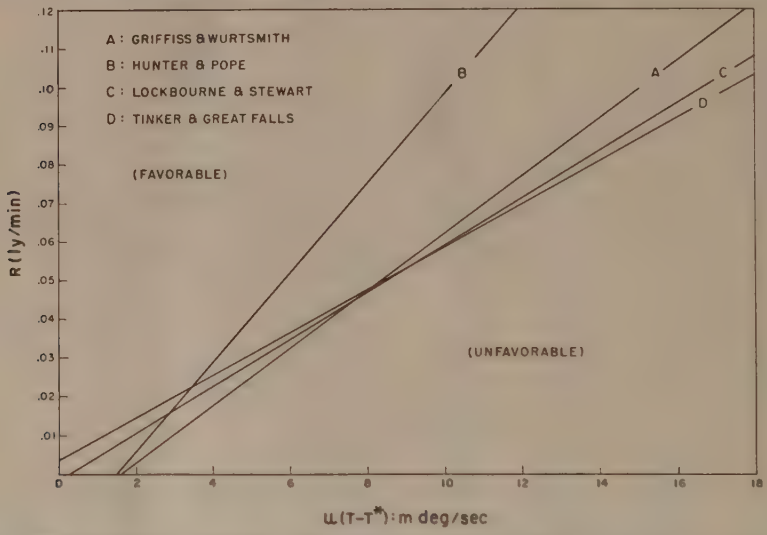

Fig. 9. Empirical lines separating favorable and unfavorable nights for dew at four pairs of air bases

Table VI. *Nomogram statistics for four pairs of air bases*

Symbol for pair	Stations	$100\,n^*/n$	$100\,n^*/N$	R intercept	Slope
A	Griffiss Wurtsmith	89.1	86.4	−0.011	0.74
B	Hunter Pope	86.7	82.5	−0.016	1.15
C	Lockbourne Stewart	82.7	83.5	−0.001	0.61
D	Great Falls Tinker.	82.6	90.5	0.004	0.56

slopes apparently continue to decrease in the sandy-loam soil regions (oaks) and the brown and prairie soils (grasslands). A comparison of slopes is sensitive to errors in the reduction of the wind speed to a standard level. The stations in each of the two pairs A and B on Fig. 9 and Table VI had approximately the same anemometer height and their slopes may be considered most reliable. The three pairs of stations A, B, and C, experienced nearly the same total amounts of rainfall during

the four months. The stations constituting the pair D experienced smaller precipitation amounts and also differed from one another. This fact plus the wide difference in elevation and latitude between the two stations and the infrequent occurrence of favorable dew nights make the separating line for the fourth pair unreliable.

Figure 10 shows approximately the negative and positive departures from normal precipitation for June to September, 1954. The isopleths represent the per cent frequency of occurrence of days having precipitation in excess of 0.01 inches. In Figure 11 the isopleths indicate the total percentage of all non-rain nights for which there were favorable dew nights. The number of fog nights, sufficient to obstruct visibility at the surface, are indicated in parenthesis below each station. Magnitudes of dew frequencies are not meaningful in an absolute sense, but only in a relative sense. The dew observations from Ames, Iowa, (see Section III) suggest that more frequent dew deposition and greater dew amounts and duration exist in an actual crop environment than at 10 inches above a grass plot at an air base. Isopleths appearing on Figures 10 and 11 mask completely the microvariations of the plotted parameters.

The products of the four-month means of wind speed at standard height and dew point depression, $\overline{u}_H(\overline{T}\text{-}\overline{T}^*)$, in Table V indicate that, in general, the stations with the highest product values have the lowest dew frequencies. However, it appears reasonable to expect that the long term means of net radiation and the product $u_H(T\text{-}T^*)$ locate an average point whose distance from the separation line for the particular site is related to the long term frequency of occurrence of dew. The average net radiation and long term frequency of occurrence of dew for each of the two pairs of stations Hunter and Pope (B) and Lockbourne and Stewart (C) are approximately equal. Therefore, since their respective mean products of wind speed at standard height and dew point depression differ, it seems plausible to conclude that their mean lines of separation for favorable and unfavorable dew nights differ also, as Figure 9 indicates.

Those nomograms which did not yield a favorable separation of favorable from unfavorable dew nights, such that 80% of the favorable dew nights fell to one side of the separating line and 80% of the nights on that same side of the line were favorable, were classified as unsatisfactory. Those stations with very sparse "favorable" dew nights cannot reliably be ragarded as either satisfactory or unsatisfactory, although they did not appear to present unreasonable nomograms.

The nomogram for McClellan Air Force Base was completely unsatisfactory and no statistics for its nomogram are given. It is possible that terrain features contributed to the scatter of favorable and unfavorable dew nights. Irrigation and advection may have influenced the scatter of the favorable dew nights; the nomogram parameters may not have responded to these factors.

An examiniation of wind direction frequencies in view of general terrain features suggested that Hill, McClellan, McChord, and possibly Great Falls and Stewart were influenced by the terrain. A comparison

of observed wind directions with geostrophic directions was made, in which all winds for each night were classified in one of four quadrants. A 4×4 contingency chart revealed, as expected, a marked relationship between observed and geostrophic wind directions. McClellan data showed the poorest relationship while Hill and McChord data showed

Fig. 10. Frequency of occurrence of precipitation exceeding 0.01 inches, June to September, 1954

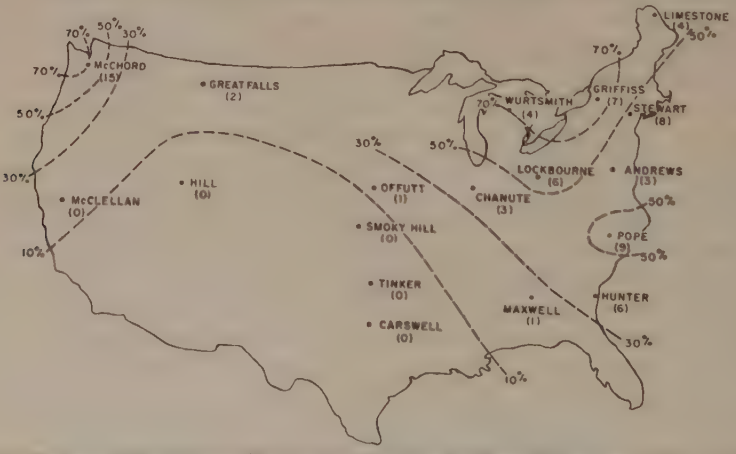

Fig. 11. Frequency of occurrence of favorable dew nights at air bases in the absence of precipitation, June to September, 1954. Number of fog nights in parenthesis

poorer relationships than data from other stations. Hence, at these particular stations the hypothesis of terrain induced circulations was supported. At Stewart Air Force Base a steep 150 foot ridge west of the station affected results because of the high frequency of winds from the west. Nearby buildings may have had some affect on the observations at Chanute, Limestone, and Offutt.

Nomograms for Maxwell, Smoky Hill, Chanute, and Offutt were considered to be unsatisfactory. Aside from the possibility of faulty dew blocks and the possibility of frequent dew occurrences on crop surfaces which were undetected by the blocks at higher elevations, these four stations may have been typical of locations at which soil characteristics fluctuate markedly with precipitation, so as to produce short range oscillation of the line of separation. Air flow from differing soil-vegetation regimes also may have introduced variability into nomogram relationships.

V. Discussion of Results

Association of some physical meaning to the nomogram parameters is essential to an understanding of the variability and reliability of the prediction scheme. In an attempt to relate the parameters to physical processes, consideration will be given to a thin horizontal leaf, effectively insulated from soil heat conduction, which radiates as a black body and possesses a negligible heat capacity. When the air heat transfer from the soil to the lower surface of the leaf is expressed as the difference between the net radiation at the soil surface and the soil heat flux to the soil surface, then the heat budget for unit area on the leaf surface at night can be expressed as

$$R = S + A + C \tag{1}$$

where R is the net radiation of the upper leaf surface, S is the soil heat flux to the soil surface, A is the rate of heat transfer from the air to the upper leaf surface, and C represents the heat gain resulting from condensation on the leaf. Microclimatic inhomogeneities, insufficiently accurate micrometeorological data, and approximate solutions to theoretical models do not permit routine analytic predictions of the latent heat released by dew formation on a particular night *(C)*. This form of heat exchange is ordinarily the small difference of large terms. If evaporation persists during the night then the term C is negative, although frequently an order of magnitude smaller than the other terms.

Mean rates of heat transfer to the leaf will be condidered here on the assumption that they are related to the occurrence and persistence of dew, just as were the mean nocturnal parameters considered earlier. The net radiation remains reasonably constant during the night and the soil heat flux frequently is a sinusoidal function of time. The rate at which heat is removed from the air per unit surface area is not a simple function of time.

Indirectly, the heat flux from the air to the surface at night is related to the heat stored in the air during the day, which depends largely on solar radiation and evaporation. Therefore, the factors soil moisture, surface albedo, elevation, latitude, and season are important. The nocturnal heat flux from the air is directly related to the temperature change in an entire column of air from the surface to a height H, where the mean vertical divergence of the heat flux for the period of study is zero. As a consequence of this condition, the temporal change of potential tempera-

ture at H is zero. This height represents the approximate vertical extent of the nocturnal inversion. In the absence of advection H can be approximated with sufficent upper air soundings, although a specific H may not exist for the entire nocturnal period. By assuming the ratio T/Θ to be unity below H, the direct relationship for the instantaneous heat flux from the air to the surface may be expressed as

$$A_i = -\int_0^H \varrho\, c_p \frac{\partial \theta}{\partial t}\, dz \tag{2}$$

where ϱ is the air density, c_p is the specific heat at constant pressure, and θ is the potential temperature.

The mean value for the heat flux for the night can be expressed as

$$A = \tau^{-1} \int_0^\tau A_i\, dt$$

where τ represents the length of the nocturnal period. As first approximations to atmospheric conditions for the entire layer, the initial temperature profile is assumed to be adiabatic and at the end of the night a linear temperature inversion is assumed; in terms of $\Theta(z, t)$:

$$\theta(z, o) = T_H$$

$$\theta(z, \tau) = T_{\min} - (T_{\min} - T_H)\, z/H$$

where T_H is the mean temperature at height H and $T_{\min}$ is the minimum temperature near the surface. Under these conditions (2) can be integrated to obtain

$$A = \varrho\, c_p\, H (T_H - T_{\min})/2\tau \tag{3}$$

where $(T_H\text{-}T_{\min})/\tau$ represents the nocturnal cooling rate near the surface.

It appears to be plausible to expect some relationship between a mean low level wind speed at a single height and the height H of the inversion top. That is, one may assume $H = cru$, where c depends on the mean temperature profile, the surface roughness, and the height of observation of the wind. As a consequence of this assumption and (3), if two nights are considered for which the nocturnal temperature drops are identical, the one with the higher mean wind speed (other factors being equal) would be associated with the larger value of H, and, consequently, the larger mean heat flux. These assumptions were supported by the few observations made at O'Neill, Nebraska, in 1953.

Data from O'Neill also suggested that the difference between the mean nocturnal dew point depression ($T\text{-}T^*$) and the calculated temperature difference ($T_H\text{-}T_{\min}$) was related to the dew duration. Therefore, it can be hypothesized that the product $\varrho c_p u(T\text{-}T^*)$ is proportional to the mean rate at which heat must be removed from the air to produce saturation at the surface. This suggests that the nomogram parameters, R and $u(T\text{-}T^*)$, essentially represented a comparison of the rate at which the surface was losing heat (R) to the rate at which heat must be removed from the surface air in order for saturation to result (A_s). If correct, the

empirical line of separation was then dependent on the mean soil heat flux and the arbitrary specification of "favorable" dew nights, in addition to physical constants involved. On the basis of the physical interpretation presented, and consideration of (1), it would appear more logical to compare $R-S = (A + C)$ with A_s. It could be anticipated that the difference between $(A + C)$ and A_s would be related to the dew duration and that the greater the dew duration, the greater the distance of the plotted point $(A + C, A_s)$ from the empirical line of separation.

The net radiation alone, as used in this study, can only be a good estimate of $R-S$ when the soil flux is constant from day to day. Observations at O'Neill (to be published in a forthcoming Geophysical Research Paper), however, indicated that the mean nocturnal soil heat was proportional to the soil moisture. Consequently, the difference $R-S$ depended on both the soil moisture and the magnitude of the net radiation, at a fixed site. The variations of the nomogram points due to changes in the soil and crop moisture are partially compensated for when these changes are also related to changes in the mean dew point depression at screen height.

An error in location of the nomogram points with respect to the line of separation can be introduced by deviations in the depression gradient between the surface and screen height, depending on the moisture conditions. Undesirable scatter of the favorable and unfavorable dew nights on the nomograms was at least partially due to the day to day changes of the thermal properties of the surface, horizontal advection, and the inadequate representation of the heat loss of the surface air required for saturation. It is not believed that the substitution of postulated low wind speeds for the reported calms had a detrimental effect on separation of favorable and unfavorable dew nights, since the assumption of zero winds during reported calms would not have removed undesirable scatter.

On the basis of data from Ames, Iowa, the location of the separation line on the nomogram appeared to remain fixed from one year to the next for the same time period and same location. The lines of separation for a number of air bases appeared to depend on the characteristics of the surface of the environment. Distances of the plotted points from the separation lines did appear to indicate the length of dew duration, or its complete absence.

Improvement of the forecasting scheme might result from an investigation of the effect of changes in soil and crop characteristics at a particular site (possibly in terms of past precipitation) and of small-scale advection. The methods of estimating the selected nomogram parameters could be improved. Methods for predicting the mean nocturnal cloud cover and wind speed were not considered here, but a careful pressure gradient analysis should be beneficial. Finally, the spatial variations in dew duration might be compared with variations in the amount of heat stored in the air during the day. Data from the Air Weather Service stations seem to indicate that the stations with frequent occurence of dew were typical of regions which supply comparatively small amounts of sensible heat to the air.

VI. Conclusions

The present study has indicated that, with knowledge of the previous-day temperature and moisture maxima and minima plus an accurate forecast of the cloudiness and wind speed for the night, the dew duration on crops can be predicted with the aid of a nomogram. In addition to synoptic information the forecaster should have knowledge of the thermal and aerodynamic characteristics of the underlying surface and the physics of the soil. The effects of the surface were handled implicitly in this investigation by formulating the prediction nomogram with the aid of observations of dew duration. The assumptions and approximations involved in the analysis are discussed in Sections II & V.

Data collected during the summer season indicated that at the Ames, Iowa, site the net radiation, wind speed, and characteristic dew point depression of the air near the surface led to the formulation of successful and consistent nomogram forecasts of dew duration. The same nomogram "prediction" technique was analysed at a number of air bases with results which were not as encouraging as those over the crop surface at Ames. It appeared that the procedure could be successfully adapted to over two-thirds of the localities at which it was tried. The nomogram-type of forecast described did indicate apparent forecasting differences between stations which depended on the thermal properties of the surface. The effects of small-scale advection were not treated explicitly. Of the nomogram parameters, the low level wind speed is the most difficult to forecast. Carefully determined sea level geostrophic wind speeds may be satisfactory substitutes for the actual wind speeds in some regions.

References

1. DUVDEVANI, S.: An optical method of dew estimation. Qu. J. Roy. Meteor. Soc. **73**, 282—296 (1947).
2. SUTTON, J. R.: On some meteorological conditions controlling nocturnal radiation. Roy. Soc. South Africa, Trans. **2**, 381—393 (1912).
3. MASSON, H.: Condensations atmosphériques non enregistrables en pluviomètre. L'eau de condensation et la vegatation. Institut Francais d'Afrique Noire, Dakar, Ifan, **10**, 1—182 (1948).
4. GOSS, J. R. and F. A. BROOKS: New constants for the empirical expression for downcoming atmospheric radiation under cloudless sky. Abstract, Bull. Am. Meteor. Soc., **35**, 444 (1954).
5. GEIGER, R.: The Climate Near the Ground. Harvard University Press, Cambridge, Mass. (1950).
6. SHAW, R. H.: Research directed toward the observation of dew deposition on various types of cover. Final Report, Contract No. AF 19 (604)—589, Iowa State College, Ames, Iowa (1955).
7. — Comparison of two types of dew duration recorders. Scientific Report No. 2. Contract No. AF 19 (604) —589, Iowa State College, Ames, Iowa (1955).
8. DAVIDSON, B. and M. L. BARAD: Some comments on the Deacon Wind Profile. Trans. Am. Geophys. Union, **37**, 168—176 (1956).
9. United States Department of Agriculture: Climate and Man, Yearbook of Agriculture. U. S. Govt. Printing Office, Washington, D. C. (1941).

Appendix

A. Radiation from obstruction based at ground surface.

Let B = intensity of radiant energy per unit area normal to line of sight,

and $B \cos \theta$ = intensity of radiant energy per unit area falling on a flat horizontal surface, where Θ is the zenith angle.

For the flat detecting surface, the flux density (E) can be written

$$E = \int_{0}^{\omega} B \cos \theta \, d\omega$$

where ω is the solid angle subtended by the source area. In spherical coordinates, the solid angle subtended by a differential area of a zone on the surface of a sphere is

$$d\omega = K 2\pi \sin \theta \, d\theta$$

where θ is the zenith angle and K is the fraction of total (2π) azimuth included in the obstruction zone. For an obstruction through 2π azimuth, $K = 1$.

Now, for isotropic radiation in the absence of significant attenuation between the obstruction and the detecting area,

$$E = K 2\pi B \int_{\Theta_1}^{\Theta_2} \cos \theta \sin \theta \, d\theta$$

In terms of the elevation angle α, let $\alpha_1 = \frac{\pi}{2} - \theta_2$ and $\alpha_2 = \frac{\pi}{2} - \theta_1$ Substitution of α for θ yields

$$E = -K 2\pi B \int_{\alpha_2}^{\alpha_1} \sin \alpha \cos \alpha \, d\alpha = K \pi B \sin^2 \alpha \Big]_{\alpha_1}^{\alpha_2}$$

For black body obstructions based at the ground surface, α_1 is zero. Representing α_2 by β, the elevation angle to the top of the obstruction, the expression for E becomes

$$E = K \sin^2 \beta \, (\pi B) = K \sin^2 \beta \, \sigma T^4$$

where T is the obstruction temperature (Kelvin) and the obstructions are located near the detection surface.

B. Net radiation at the detecting surface.

In the absence of obstructions the net radiation at the detecting surface, R_c, can be expressed as

$$R_c = \sigma T_o^4 - R_A$$

where T_o represents the surface temperature (Kelvin) and R_A represents the downward radiation from the atmosphere. If the obstruction temperature is nearly the same as the surface temperature and it is assumed, as a first approximation, that the fractional reduction of the atmospheric radiation by the obstruction is $K \sin^2 \beta$, then the net radiation in the presence of the near-by obstruction becomes

$$R = (1 - K \sin^2 \beta) \, (\sigma T_o^4 - R_A) = (1 - K \sin^2 \beta) \, R_c .$$

551.574.41

(Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik, Wien)

Ergänzung zur Arbeit: „Zur Physik der Taubildung an der Erdoberfläche“

Von

Julius Drimmel

Zusammenfassung. In einer früheren Arbeit wurde auf Grund der Voraussetzung eines höhenkonstanten Austauschkoeffizienten eine Tauformel abgeleitet und diskutiert, die für größere Turbulenz Abweichungen von der Wirklichkeit zeigt. Durch zusätzliche Überlegungen werden nun die nachteiligen Folgen des Rechnens mit $A = \text{const.}$ behoben.

Die in Serie A, Band 9 (S. 341–356) dieser Zeitschrift erschienene gleichnamige Arbeit regte Herrn Dr. G. Hofmann, München, an, eingehende Vergleiche mit den Resultaten seiner, bereits 1955 erschienenen Abhandlung über die Thermodynamik der Taubildung anzustellen. Gewisse Differenzen bestimmten ihn, eine briefliche Diskussion einzuleiten, deren Ergebnis nun im wesentlichen mitgeteilt wird.

Die formal richtige Rechnung mit höhenkonstantem Austausch führt unter den von mir gemachten Voraussetzungen zur Tauformel (10a). Sie zeigt für größere A Abweichungen von der Wirklichkeit, die aber vermeidbar sind, wenn durch die Einführung $A = \text{const.}$ weder der Strom fühlbarer Wärme $[-c_p A(z=0)\cdot\Theta'(z=0)]$, noch der Strom latenter Wärme $[-rA(z=0)\cdot q'(z=0)]$ in $z=0$ eine Änderung erfährt. (Verzeichnis der verwendeten Zeichen und Literaturhinweise in oben zitierter Arbeit; die Ableitung nach z wird mit $'$ bezeichnet.)

In dem von mir ausschließlich behandelten Fall der feuchtegesättigten Atmosphäre gilt für den Gradienten der spezifischen Feuchte

$$q_s' = 0{\cdot}623\left(\frac{1}{p}\,e_s' - \frac{e_s}{p^2}\,p'\right).$$

Mit $e_s' = \dfrac{\partial e_s}{\partial T_2}\,T_2' = \dfrac{\partial e_s}{\partial T_2}\left(\Theta' + \gamma_t\right)$, $\quad p' = -\varrho_L g \quad$ und $\quad \dot{\gamma} \equiv \gamma_t +$

$$+ \frac{e_s \varrho_L g}{p} \Big/ \frac{\partial e_s}{\partial T_2}$$

ergibt sich $$q_s' = \frac{0{\cdot}623}{p} \frac{\partial e_s}{\partial T_2} \left(\Theta' + \mathring{\gamma} \right).$$

Darin ist bei Taubildung stets $\mathring{\gamma} \ll \Theta'$, also vernachlässigbar. Behält man den exakten Ausdruck für q_s' bei und führt man nun das höhenkonstante „Äquivalent" für den in Wirklichkeit mit der Höhe stark veränderlichen Austauschkoeffizienten in die Betrachtungen ein, ohne den Strom fühlbarer Wärme in $z = 0$ zu ändern, so erfährt der Gradient der potentiellen Temperatur in $z = 0$ eine Verringerung um den Faktor $A\,(z = 0)/A$, der in der Regel, wegen $A\,(z = 0) \ll A = \text{const.}$, recht klein ist. Der unveränderte Term $\mathring{\gamma}$ in q_s' bekommt aber dadurch ein ihm nicht zukommendes Gewicht. Da auch der Strom latenter Wärme in $z = 0$ keine Änderung erfahren soll, muß $\mathring{\gamma}$ im gleichen Verhältnis wie Θ' verkleinert werden. — Man vernachlässigt am besten von vornherein $\mathring{\gamma}$, denn dann ist wegen der Proportionalität $q_s' \sim \Theta'$ jede Änderung des Austauschkoeffizienten ohne Komplikationen möglich. Wie leicht zu zeigen ist, entspricht dem $\mathring{\gamma}$ der Ausdruck $\gamma_l + \sigma_1/C$; in (10a) ist folglich der mit $\gamma_l + \sigma_1/C$ behaftete Term zu streichen. Die der Wirklichkeit in jedem Turbulenzzustand der feuchtegesättigten Atmosphäre entsprechende *Tauformel* nimmt also eine einfache Form an:

$$W = \frac{E}{r + \frac{c_p}{C}\left(1 + \sqrt{\frac{\lambda \varrho c}{c_p^2 A \varrho_L}}\right)}. \qquad (10a')$$

Die wichtigste Folgerung daraus ist die, daß der zeitliche Tauzuwachs bei $E \neq O$ für kein $A \neq O$ null wird, sondern vielmehr für $A \to \infty$ einem endlichen Grenzwert zustrebt. — Der einfache Aufbau von (10a′) zeigt sehr deutlich, daß unter sonst konstanten Bedingungen bei geringer Turbulenz wechselnde Erdbodeneigenschaften den Taufall modifizieren, daß aber bei starker Durchmischung der Atmosphäre der Erdbodeneinfluß praktisch verschwindet.

Hervorgehoben sei auch, daß (10a′) im Prinzip den gleichen Aufbau zeigt wie eine von HOFMANN 1955 veröffentlichte Tauformel, sofern man sich auf Feuchtesättigung beschränkt. Dies ist besonders erfreulich, weil die Ausgangspositionen der beiden Arbeiten recht verschieden sind.

Abschließend möchte ich Herrn Dr. G. HOFMANN für seine Mühe bei der Klarstellung des behandelten Problems nochmals danken.

551.508.94

(Lichtklimatisches Observatorium Arosa)

Ein selbstkompensierender Elektrometerröhrenverstärker zur Registrierung des luftelektrischen Potentialgefälles

Von

Leonhard Saxer und **Werner Sigrist**

Mit 2 Textabbildungen

Zusammenfassung. Es wird ein selbstkompensierender Elektrometerröhrenverstärker zur Registrierung des luftelektrischen Potentialgefälles beschrieben. Das Gerät hat einen hohen, über den ganzen Meßbereich konstanten Eingangswiderstand von 10^{14} Ohm und eine lineare Anzeige über einen beliebig wählbaren Meßbereich, z. B. von -200 bis -300 Volt.

Summary. A self-compensating electrometer-tube amplifier for recording the electric field of the atmosphere is described. The instrument has a high input resistance of 10^{14} ohms constant over the whole range and a linear indication covering any range desired, as e. g. from -200 to -300 volts.

Résumé. On décrit un amplificateur autocompensateur à lampe électromètre pour l'enregistrement du champ électrique de l'atmosphère. L'appareil possède une forte résistance d'entrée de 10^{14} ohms, constante pour toute l'échelle de mesure, et une indication linéaire valable pour n'importe quelle échelle, par exemple de -200 à $+300$ volts.

Zur Messung des luftelektrischen Potentialgefälles können Röhrenvoltmeter verwendet werden, sofern sie einen hohen Eingangswiderstand und einen genügend großen Meßbereich besitzen. Ein Gerät, welches diese Forderungen erfüllt, soll im folgenden beschrieben werden.

I. Meßprinzip

Das Meßprinzip ist in Figur 1 dargestellt. Die radioaktive Sonde S ist mit dem freien Gitter einer Elektrometerröhre verbunden, die einen möglichst kleinen Gitterstrom ($< 10^{-14}$ A) aufweist. In Serie mit dieser Röhre liegt ein richtkraftfreies Galvanometer N (Nullmotor), welches mit einer Zeigerfahne den auf die Photozelle P fallenden Lichtstrom steuert. Der Kompensationswiderstand R_k wird so eingestellt, daß im

Schwimmpunkt der Röhre, d. h. bei freiem Gitter ohne Sonde, das Galvanometer stromlos ist. Wird die Sonde angeschlossen und in ein elektrisches Feld gebracht, so lädt sie sich z. B. positiv auf und vergrößert den Anodenstrom. Dadurch ist das Galvanometer nicht mehr stromlos und seine Zeigerfahne bewegt sich so lange, bis die vom Photozellenverstärker erzeugte Spannung V genügt, um den ursprünglichen Anodenstrom wiederherzustellen, d. h. bis das Kathodenpotential der Elektrometerröhre um den gleichen Betrag gestiegen ist wie das der Sonde. Auf diese Weise wird das Kathodenpotential der Sondenspannung dauernd automatisch nachgeführt. Es besteht die Gleichung $V_s = V + V_g$, wo V_g die im Schwimmpunkt sich einstellende negative Gitterspannung bedeutet. Diese Gitterspannung, die ungefähr -3 Volt beträgt, kann durch eine in die Kathodenleitung eingeschaltete Spannungsquelle (in Abb. 1 gestrichelt gezeichnet) kompensiert werden, so daß dann $V_s = V$ ist.

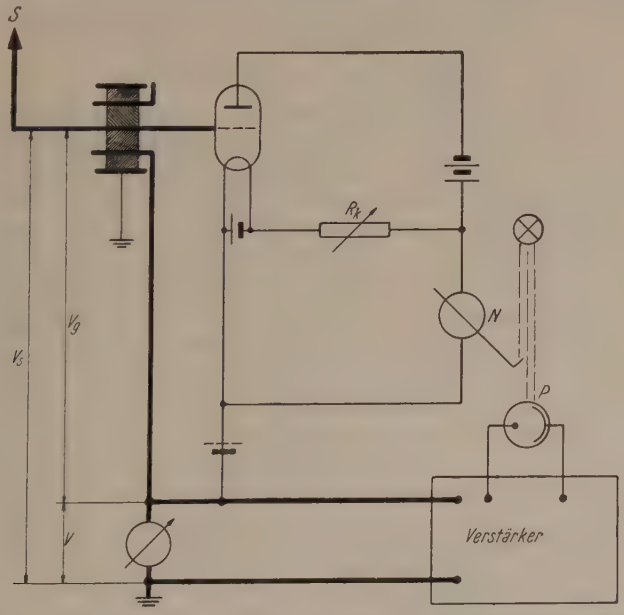

Abb. 1. Prinzipschaltung des selbstkompensierenden Elektrometerröhrenverstärkers

Die Spannung V kann leicht gemessen oder mit üblichen Registrierinstrumenten aufgezeichnet werden.

Dieses Meßprinzip bietet den Vorteil konstanten großen Eingangswiderstandes, da die Röhre dauernd im Schwimmpunkt, also im Zustand des kleinsten Gitterstromes, bleibt. Die Sondenbelastung ist daher klein und unabhängig von der jeweiligen Sondenspannung. Da der Schutzring mit dem Verstärkerausgang verbunden ist, hat auch er das Potential der Sonde und es besteht somit praktisch keine Potentialdifferenz am Isolator, wodurch die Isolationsschwierigkeiten beträchtlich vermindert werden.

Die Spannungsnachführung am Schutzring erniedrigt überdies die Eingangskapazität, was zusammen mit dem hohen Eingangswiderstand die Anwendung sehr schwacher radioaktiver Präparate ermöglicht. Die zu messende Sondenspannung ist gleich der vom Instrument angezeigten Spannung V, der Zusammenhang ist linear und eine Eichung überflüssig.

Sonde und Elektrometerröhre können zu einer Einheit zusammengefaßt und vom Verstärker getrennt aufgestellt werden. Die Verbindungsleitungen zwischen Sondenteil und Verstärker sind niederohmig. Der Meßbereich kann durch geeignete Wahl der Betriebsspannungen allen vorkommenden Anforderungen angepaßt werden.

II. Aufbau und Schaltung des Gerätes

In Abb. 2 ist das Schaltschema eines Gerätes für einen Meßbereich von -200 Volt bis $+300$ Volt dargestellt. Die Apparatur besteht aus zwei durch ein Vielfachkabel miteinander verbundenen Teilen: Elektrometerröhre mit Sonde und Photozellenverstärker mit Netzgerät.

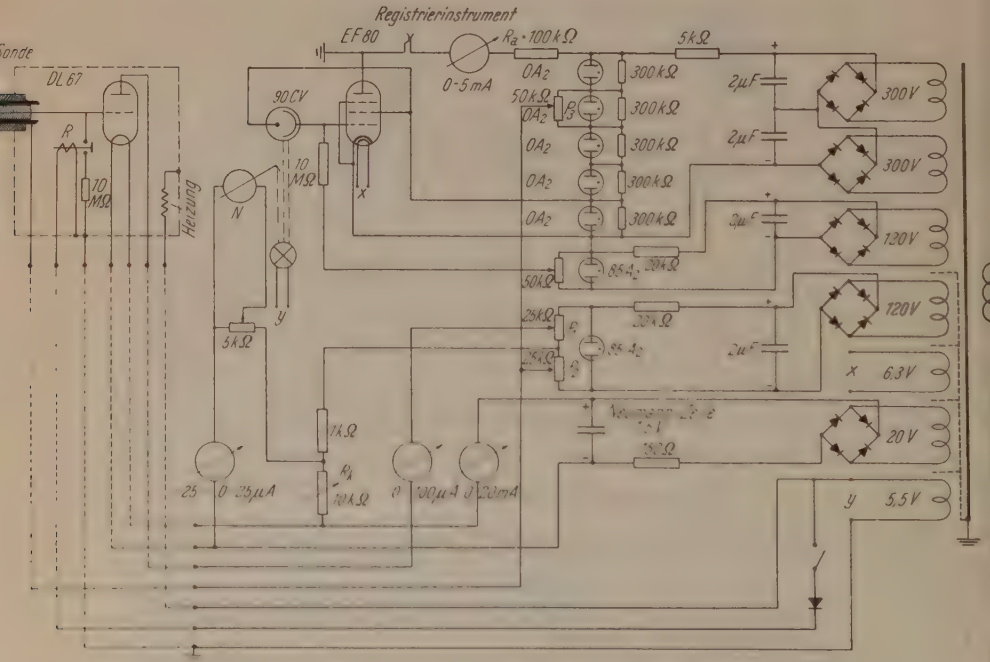

Abb. 2. Vollständiges Schaltschema eines selbstkompensierenden Elektrometerröhrenverstärkers mit einem Meßbereich von -200 bis $+300$ Volt

A. Elektrometerröhre und Sonde

Die Elektrometerröhre befindet sich in einem licht- und wasserdichten, geerdeten Gußkästchen, in welches die Sonde durch einen Polystyrol-

isolator mit geheiztem Schutzring eingeführt wird. Als Elektrometerröhren, die einen kleineren Gitterstrom als 10^{-14} A aufweisen, haben sich die Typen Philips 4066 und Raytheon CK 5886 (bei ca. 3 Volt Anodenspannung) bewährt. Auch ausgesuchte Exemplare der billigen Type Philips DL 67 zeigten einen ebenso kleinen Gitterstrom, wenn Gitter 1 als Anode und Gitter 2 als Steuergitter verwendet werden und die Anode mit dem negativen Ende des Heizfadens verbunden wird. Für dauernd gute Isolation erwies sich ein dünner Film von Siliconöl auf dem Glaskolben als unerläßlich.

Die Sonde ist direkt mit dem freien Steuergitter der Elektrometerröhre verbunden und kann teleskopartig ausgezogen werden, um den Meßbereich den örtlichen Verhältnissen anzupassen. Als radioaktives Präparat genügen wenige Mikrocurie Polonium.

Zur Nullpunktkontrolle kann die Sonde durch das Relais R über einen Schutzwiderstand von 10 Megohm geerdet werden.

B. Photozellenverstärker und Netzgerät

Das Gerät ist vollständig netzbetrieben. Die nötigen Gleichspannungen werden von Selengleichrichtern mit nachfolgenden Stabilisatorröhren erzeugt. Die Transformatorwicklungen für die Anoden- und die Heizspannung der Elektrometerröhre sind gegenüber den anderen Wicklungen abgeschirmt. Anoden- und Gitterspannung der Elektrometerröhre werden an den Potentiometern P_1 bzw. P_2 auf ca. $+3$ Volt bzw. ca. -3 Volt fest eingestellt. Die Heizspannung wird mit einer Neumann-Stabilisationszelle hoher Kapazität (ca. 10^5 μF) konstant gehalten. Sie dient auch als Kompensationsspannung im Nullgalvanometerkreis. Der Widerstand R_k wird so eingestellt, daß im Schwimmpunkt der Elektrometerröhre dieser Kreis stromlos ist. Als Nullgalvanometer haben sich die in den Photozellenkompensatoren (Autocomp) der Fa. Camille Bauer, Basel, verwendeten Nullmotoren gut bewährt.

Das Nullgalvanometer steuert die auf die Photozelle 90 CV fallende Lichtmenge und damit den Anodenstrom der Röhre EF 80. Die Anode dieser Röhre ist auf Erdpotential; in Serie mit dem Anodenwiderstand befinden sich Meß- und Registrierinstrumente für die Sondenspannung. Wenn kein Licht auf die Photozelle fällt, so fließt kein Anodenstrom durch die Röhre EF 80. In diesem Zustand wird das Kathodenpotential der Elektrometerröhre am Potentiometer P_3 auf den größten negativen Wert des gewünschten Meßbereiches, im vorliegenden Gerät auf -200 Volt, eingestellt. Steigt die Sondenspannung um einen gewissen Betrag, so wird, wie schon dargelegt, der Lichtstrom mehr und mehr freigegeben und der Anodenstrom steigt, bis am Widerstand R_a ein gleich großer Spannungsabfall entstanden ist. Der Widerstand R_a wird so gewählt, daß bei der größten positiven Sondenspannung, die man zu messen wünscht, das Meß-, resp. Registrierinstrument Vollausschlag zeigt. Im vorliegenden Gerät für einen Meßbereich von 500 Volt und 5 mA Vollausschlag ergibt sich R_a zu 100 kΩ, die Widerstände der Instrumente eingerechnet.

III. Experimentelle Untersuchungen über Empfindlichkeit und Einstellzeit des Gerätes

Das Gerät wurde im künstlichen und im natürlichen Feld eingehend erprobt. Die Empfindlichkeit ist bedingt durch die Steilheit der Elektrometerröhre und die Ansprechgrenze des Nullmotors. Bei einer Steilheit von 10 bis 20 μA/Volt und einer Ansprechgrenze von 0,5 μA liegt diese beträchtlich unter 1 Volt, d. h. unter der Meßgenauigkeit der Instrumente. Dadurch ist gewährleistet, daß sich die Gitterspannung der Elektrometerröhre nicht wesentlich aus dem günstigsten Arbeitspunkt (Schwimmpunkt) verschiebt und der hohe Eingangswiderstand über den ganzen Meßbereich erhalten bleibt. Eine Nachkontrolle, bei der die Spannung über einen Widerstand von 2.10^{12} Ohm an die Sonde gelegt wurde, ergab denn auch keinen meßbaren Unterschied gegenüber der direkt angelegten Spannung.

Die Einstellzeit hängt von der Kapazität der Sonde und von der Stärke des radioaktiven Präparates ab. Die Trägheit des Nullmotors ist gering und fällt außer Betracht. Die Zeitkonstante wurde im künstlichen Feld gemessen und beträgt mit einem Präparat von ca. 5 Mikrocurie Polonium einige Sekunden.

Das beschriebene Gerät ist seit mehr als einem Jahr im Lichtklimatischen Observatorium in Arosa im Betrieb und hat sich gut bewährt.

Wir danken dem Schweizerischen Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung, welcher uns diese Arbeit ermöglicht hat.

Über die Lage von Spheric-Peilungen in der 500 mb-Karte

Von

G. Malkowski, Berlin-Dahlem

Mit 2 Textabbildungen

Zusammenfassung. Es wird die Lage der englischen und der schweizerischen Spheric-Peilungen in der absoluten Topographie 500 mb untersucht. Zur Verfügung stand das von der Wettersendezentrale Frankfurt am Main freundlicherweise gesammelte und übersandte Material vom September bis Dezember 1956.

Summary. The position of English and Swiss speric-soundings in the absolute 500 mb topography is dicussed on the basis of material covering the period from September till December 1956 collected and kindly offered by the Weather Radio Centre Frankfurt/M.

Résumé. Etude des relèvements des atmosphériques anglais et suisses dans la topographie absolue de 500 mb. Le matériel d'observations de septembre à décembre 1956 a été aimablement rassemblé et fourni par la Wettersendezentrale de Francfort sur le Mein.

Bei der vorliegenden Untersuchung ging der Verfasser von der Frage aus, ob die Zuordnung der Spheric-Peilungen (das sind Peilungen der Herde atmosphärischer Funkstörungen [*1*] und [*2*]) zu den Erscheinungen in der 500 mb-Höhenkarte besser ist als zu denen der Bodenkarte. Für diese Untersuchung wurde das von der Wettersendezentrale Frankfurt zur Verfügung gestellte Spheric-Beobachtungsmaterial aus den Monaten September, Oktober, November und Dezember 1956 benutzt. Über die Vollständigkeit dieses die englischen und die Schweizer Spheric-Peilungen enthaltenden Materials sei gesagt, daß bei 6 regulären Meldungsterminen pro Tag von den möglichen 732 Terminen nur 39 ($\simeq 5\%$) fehlten. Die Spheric-Meldungen wurden für jeden Tag einzeln in einen Kartenvordruck eingetragen, wobei für jeden Termin eine besondere Symbolik benutzt wurde, um die einzelnen Termine auseinanderhalten zu können. Wegen der Ungenauigkeit der Peilmethoden wurden Halbgrad-Angaben nicht berücksichtigt. Eine Durchsicht der 122 Spheric-Karten ergab zunächst einmal die Notwendigkeit, eine Auswahl der zu untersuchenden Peilungen vorzunehmen. Es wurde definiert, daß als „Spheric-Herd" jede

engere Konstellation von Peilungen aufzufassen ist, die mindestens 2 Peilungen von zwei verschiedenen Terminen enthält. Diese Definition war nötig, um in den Wirrwarr von Spheric-Peilungen etwas Ordnung zu bringen. Ein anderer Grund für diese Definition lag in der Vorstellung, daß benachbarte Peilungen im zeitlichen Abstand von mindestens 3 Stunden anzeigen, daß in dem betreffenden Gebiet eine gewisse allgemeine Ursache für die Entstehung von Spherics gegeben ist und es sich nicht nur um ein einzelnes Wärmegewitter handelt. Demzufolge vermutete der Verfasser in den so definierten Spheric-Herden „dynamisch" erzeugte Spherics, während die „zufällig" verteilten Peilungen, die nur zu einem einzigen Termin auftraten, als „Luftmassen-Spherics", d. h. von Luftmassengewittern herstammend, angesehen wurden. Abb. 1 erläutert das Gesagte an einem Beispiel. Allerdings zeigte sich später, daß die Dinge wohl doch nicht so einfach liegen.

Abb. 1. Lage der Spheric-Peilungen am 4. September 1956. Man erkennt je einen kleinen Spheric-Herd über England, der Rheinmündung und Triest sowie einen großen Herd über Deutschland und Polen. Die anderen Peilungen sind Luftmassen-Spherics

Auf Grund obiger Festsetzungen ergaben sich nun im betrachteten Zeitraum 252 Spheric-Herde, die hinsichtlich ihrer Lage zu den Druckgebilden der 500 mb-Karte untersucht wurden. Benutzt wurde als Karte die 15 Uhr GMT-Arbeitskarte des Meteorologischen Institutes Berlin, weil diese etwa in die Mitte der 6 Spheric-Termine (6—21 Uhr, alle 3 Stunden) fällt. Sie wurde außerdem noch mit der 3 Uhr GMT-Höhenkarte des Vor- und Folgetages verglichen, um Fehler möglichst zu vermeiden. Das Ergebnis zeigt Tabelle 1.

Bei der benutzten Zonen-Einteilung bedeutet „Kern" eine Lage des Herdes mit seinem Schwerpunkt innerhalb der Kernisobare: „Rand" bedeutet das sich unmittelbar um den Kern oder die Achse des betreffenden Druckgebildes erstreckende Gebiet und „Seite" das noch zu dem betreffenden Druckgebilde gehörende, aber schon weiter außen liegende Gebiet. Beim „Übergangsgebiet" liegt der Schwerpunkt des Herdes genau zwischen zwei Druckgebilden.

Faßt man die Zonen 1, 2, 3 zur Zone „Hochbereich", die Zonen 4, 5, 6 zur Zone „Hochkeilbereich", die Zonen 7, 8, 10 zur Zone „Über-

Tabelle 1

	Zone	Anzahl der Herde	%
1	Hochkern	0	0,0
2	Hochrand	1	0,4
3	Hochseite	2	0,8
4	Hochdruckbrücke	2	0,8
5	Hochkeil	8	3,2
6	Hochkeilrand	5	2,0
7	Übergangsgebiet Hoch zu Tief bzw. Hoch zu Trog	10	4,0
8	Übergangsgebiet Keil zu Tief bzw. Keil zu Trog	16	6,3
9	Tiefdruckrinne	4	1,6
10	Frontalzone	33	13,0
11	Trogrand	23	9,1
12	Trog	47	18,7
13	Tiefseite	29	11,5
14	Tiefrand	36	14,3
15	Tiefkern	36	14,3

gangsgebiet Hoch — Tief", die Zonen 9, 11, 12 zur Zone „Trogbereich" und die Zonen 13, 14, 15 zur Zone „Tiefbereich" zusammen, so ergibt sich Tabelle 2:

Tabelle 2

Zone	Anzahl der Herde	%
Hochbereich (H)	3	1,2
Hochkeilbereich (h)	15	5,9
Übergangsgebiet Hoch zu Tief (Ü)	59	23,5
Trogbereich (t)	74	29,4
Tiefbereich (T)	101	40,0

Stellt man dies graphisch dar, so erhält man Abb. 2a. Diese Darstellung ähnelt stark einer Fehlerkurve, wenn man sie sich nach links durch Umklappen um die y-Achse ergänzt denkt. Das würde bedeuten, daß die Spheric-Herde prinzipiell an tiefen Druck in der Höhe gebunden sind und daß die Wahrscheinlichkeit ihres Auftretens mit hohem Druck stark abnimmt. Diese Vorstellung steht im Einklang mit der Vorstellung über die Entstehung elektrisch aktiver Gebiete in der Atmosphäre, denn tiefer Druck in der Höhe bedeutet Kaltluft in den Schichten darunter, die ihrerseits meistens labil geschichtet ist oder aufsteigende Bewegungen, z. B. im Tiefdruckgebiet, anzeigt. Daß nicht stets tiefer Druck in der Höhe mit Spheric-Herden verbunden ist, liegt einfach daran, daß für die Entstehung von Spherics nicht nur aufsteigende Bewegungen, sondern auch absolut hoher Wasserdampfgehalt Voraussetzung ist. Die elektrischen Erscheinungen bei Gewittern, Schauern und dergleichen sind nämlich proportional der durch die Kondensation freiwerdenden Wassermenge in der Wolke, weil starke, ausgedehnte elektrische Raumladungen nur von großen Wasser- und Eismengen erzeugt werden können. Dies bildet ja auch die Erklärung für die Gewitterarmut der hohen Breiten und für die Seltenheit von Wintergewittern. — Die Abb. 2a erlaubt aber möglicherweise noch eine andere Schlußfolgerung. Bei der Einteilung der Spherics war oben die Rede von Spheric-Herden, die mit dynamischen Vorgängen wie Kaltlufteinbrüchen in warme Gebiete, Kaltlufttropfen,

Konvergenzen (Fronten) usw. in Verbindung gebracht wurden, und von Luftmassen-Spherics, die den Luftmassengewittern zugeordnet wurden. Denkt man sich nun die in Abb. 2a gezeigte Verteilung durch die Überlagerung zweier Einzelverteilungen entstanden, von denen eine die

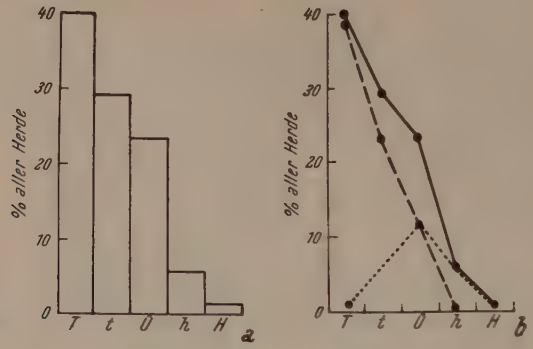

Abb. 2. Verteilung der Spheric-Herde in Prozenten auf die einzelnen Zonen der 500 mb-Karte.
a) Häufigkeitsverteilung aller beobachteter Spheric-Herde
b) Gedachte Zusammensetzung der Verteilung von Abb. 2a aus zwei Einzelverteilungen
Ausgezogene Kurve = festgestellte Verteilung (Abb. 2a)
Gestrichelte Kurve = Verteilung der dynamischen Spheric-Herde
Punktierte Kurve = Verteilung der Luftmassen-Spheric-Herde

„dynamischen" Spheric-Herde umfaßt und die andere die „Luftmassen-Spheric-Herde" (Abb. 2b), so würde dies bedeuten, daß nur ein Teil der 252 untersuchten Spheric-Herde als dynamisch erzeugt angesehen werden kann und daß der Rest (rund 25%) doch auf Luftmassengewitter zurückzuführen ist.

Dies würde in Übereinstimmung mit den Befunden von Wichmann [3] stehen, der nach Aufspaltung der Scherhagschen Gewitterstatistik [4] in Front- und Wärmegewitter zeigen konnte, daß sowohl zu hoher als auch zu tiefer Druck für die Entstehung von Luftmassengewittern ungünstig ist. Dies gilt zunächst nur für den Bodendruck, doch da im Mittel hohem Druck in der Höhe auch hoher Druck am Boden bzw. tiefem Druck in der Höhe auch tiefer Druck am Boden entspricht und man die Abszissenachse in Abb. 2 auch als Druckskala lesen kann, so ist eine gewisse Berechtigung für die Zusammensetzung der Häufigkeitsverteilung in Abb. 2 aus zwei verschiedenen Verteilungen gegeben.

Es wurde ferner die Lage der Herde in bezug auf die Divergenzen und Konvergenzen der Strömung in der 500 mb-Karte untersucht. Wegen der bekannten Schwierigkeiten bei der Feststellung echter Vergenzen in der Höhenkarte blieb dem Verfasser leider nichts anderes übrig, als das Divergieren bzw. Konvergieren der Isohypsen als Anzeichen für das Auftreten von Vergenzen zu nehmen. Da man aber im praktischen Wetterdienst zur Zeit auch nicht anders verfährt und im Mittel eine Isohypsendivergenz mit einer Massendivergenz wenigstens in der betreffenden Schicht verbunden ist, ist ein solches Vorgehen wohl erlaubt.

Es ergab sich, daß von den 252 Herden 56 (= 22%) in einer Divergenz und 11 (= 4%) in einer Konvergenz lagen. Bei den anderen Herden war entweder keine merkliche Vergenz vorhanden oder sie konnte wegen der unsicheren Isohypsenführung in der Karte (an Meldungen arme Gebiete, z. B. Atlantik) nicht festgestellt werden. Wegen der Unsicherheit der ganzen Angelegenheit soll von Schlußfolgerungen aus den Zahlenangaben abgesehen werden. Es sei lediglich bemerkt, daß das Überwiegen der Divergenzen verständlich ist, da diese aufsteigende Bewegungen in den Schichten darunter induzieren und somit die Spheric-Entstehung begünstigen. An sich müßte jeder Spheric-Herd wegen des Massentransportes von unten nach oben mit einer Divergenz in der Höhe verbunden sein, doch braucht diese nicht gerade im 5 km-Niveau zu liegen und kann überdies noch sehr schwach sein, so daß sie in der Höhenkarte nicht zu erkennen ist.

Über die Verteilung der Strömungsrichtungen, die in der 500 mb-Karte im Herdgebiet angetroffen wurden, gibt Tabelle 3 Auskunft. Dabei wurde bei ausgedehnten Herden, die z. B. einen ganzen Trog ausfüllten, die mittlere Windrichtung genommen. Dies bedeutet möglicherweise einen systematischen Fehler, da man sich vorstellen kann, daß der betreffende Herd vielleicht gerade durch die Nord-Komponente der Strömung ausgelöst wurde, die aber durch die Mittelbildung, z. B. aus NW, W, SW herausfällt. Da aber im ganzen nur 13 Fälle dieser Art vorkamen, mag dies unberücksichtigt bleiben. Insgesamt konnten von den 252 Herden 194 (= 77%) in bezug auf die Richtung der Höhenströmung untersucht werden. Bei 35 Fällen (= 14%) war die Windrichtung nicht definiert (Kernlage des Herdes[1]) und 23 Fälle (= 9%) mußten wegen Unsicherheit (zu schwacher Wind u. dgl.) ausgeschlossen werden. Tabelle 3 könnte den Gedanken nahe legen, daß die Entstehung der Spheric-Herde vom Herkunftsort der oberen Luftmassen abhängig ist. Da im europäisch-ostatlantischen Raum, für den diese Untersuchung gültig ist, eine Ostströmung im Mittel trockene Luftmassen heranführt und nach den obigen Bemerkungen die Häufigkeit der elektrischen Erscheinungen der Menge des in den Gewitter- und Schauerwolken zur Umsetzung kommenden Wassers proportional ist, wäre der geringe Anteil der Strömungen mit Ostkomponente verständlich. Andererseits fällt der nur mäßige Prozentsatz der Nord- und Nordwest-Strömungen auf, was aber wegen der Trockenheit auch dieser Luftmassen erklärbar wäre. Daß die Südwest- und Westrichtung zusammen 56% aller Fälle ausmachen, ist auffallend. Es kommen zwar in dem europäisch-ostatlantischen Raum aus diesen Richtungen im Mittel die feuchtesten Luftmassen, doch fragt es sich, ob dies allein die Erklärung ist. Eher könnte man annehmen, daß die Häufigkeitsverteilung in Tabelle 3 einfach durch das Überwiegen der West- und Südwest-Richtungen im betrachteten Raum zustande kommt; jedoch darf man wegen der Kürze des

[1] Siehe Tabelle 1. Die Prozentzahl dieser Fälle stimmt mit der Prozentzahl der Kernlagen überein.

Untersuchungszeitraumes die Zahlenangaben nicht zu wörtlich nehmen. Der Verfasser hat die Absicht, nach Vorliegen eines umfangreicheren Materials diese Frage erneut zu untersuchen, ob sich vielleicht jahreszeitliche Unterschiede ergeben.

Tabelle 3. *Häufigkeitsverteilung der Windrichtungen im 500 mb-Niveau für die Herde*

Richtung	Anzahl der Herde	% der Herde
N	20	10,3
NE	12	6,2
E	4	2,1
SE	7	3,6
S	18	9,3
SW	65	33,5
W	44	22,6
NW	24	12,4

Abschließend sei bemerkt, daß die Untersuchung von Spheric-Herden hinsichtlich ihrer Lage in der Höhenkarte auch eine gewisse praktische Bedeutung hat. In Gebieten mit wenig Meldungen kann man z. B. mitunter auf Grund der Spheric-Peilungen die Höhenkarte genauer zeichnen, indem man z. B. statt einer durchgehenden Westströmung einen Trog zeichnet usw. Auch kleine Kaltlufttropfen, die oft in dem weitmaschigen Höhenbeobachtungsnetz verlorengehen, lassen sich häufig an Hand von Spheric-Peilungen als noch vorhanden nachweisen. Weitere Untersuchungen über diese Fragen sind in Aussicht genommen.

Literatur

1. Israël, H. und F. Schindelhauer: Die Peilung von Luftstörungen der drahtlosen Telegraphie zum Zwecke der Wettererkundung. Forschungs- und Erfahrungsberichte des RWD, Nr. 18 (1944).
2. Israël, H.: Das Gewitter. Leipzig 1950.
3. Wichmann, H.: Grundprobleme der Physik des Gewitters. Wolfenbüttel 1948.
4. Scherhag, R.: Über die atmosphärischen Zustände bei Gewittern. Diss. Berlin 1931.

Buchbesprechungen

Handbuch der Physik — Encyclopedia of Physics. Herausgegeben von S. Flügge. Band XLVII: Geophysik I. Mit 289 Textabb., VIII, 659 S. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer-Verlag. 1956. Geb. DM 118.—; Subskr.-Preis DM 94.40.

Nicht nur dem Drange nach wissenschaftlicher Erkenntnis entsprechend, sondern nicht minder dem Bestreben der Menschheit nach Auswertung und Ausnutzung der Naturkräfte und der Naturschätze Rechnung tragend, hat die Forschung auf allen Gebieten der Geophysik in neuerer Zeit immer größeren Umfang angenommen und dabei auch viele wertvolle Ergebnisse und neue Erkenntnisse gebracht. Es ist nicht nur von Vorteil, wenn von Zeit zu Zeit durch eine ausführliche zusammenfassende Darstellung ein Überblick über den neuen Stand der Erkenntnisse geboten wird, sondern es muß geradezu als Notwendigkeit bezeichnet werden, daß dadurch den Spezialisten auf einzelnen Teilgebieten und auch den Interessenten aus verwandten Wissensgebieten die Möglichkeit geboten wird, auf verhältnismäßig einfache Art einen Einblick in die neueste Entwicklung und zugleich auch in die noch offenen und nicht gelösten Probleme zu gewinnen, um die Verbindung ihrer Spezialforschungen mit dem gesamten großen Forschungskomplex der Physik der Erde aufrechtzuhalten und dadurch auch für die weitere Forschung Anregungen und Förderungen zu gewinnen. Diese Aufgabe erfüllt das vorliegende Werk, wie aus dem Gesamtplan und aus dem nun vorliegenden ersten Band geschlossen werden kann, in ausgezeichneter Weise. Es ist auch an der Zeit und entspricht einem dringenden Bedürfnis, daß wieder ein derartig großzügig angelegtes Werk, das das Gesamtgebiet der Geophysik erfassen soll, geschaffen wurde. Den letzten großen Versuch auf diesem Gebiet sehen wir in dem vielbändigen Handbuch der Geophysik von B. Gutenberg, das leider nicht vollständig erschienen ist und zeitlich auch so weit zurückliegt, daß eine Erneuerung sehr notwendig und wünschenswert war, dies auch deshalb, weil die neuen technischen Entwicklungen der letzten Jahrzehnte es ermöglicht haben, auf vielen Gebieten der Meßtechnik wesentliche Fortschritte zu erzielen oder auch ganz neue Wege zu gehen, die auch der geophysikalischen Forschung zugute gekommen sind, wodurch neues oder verbessertes Beobachtungsmaterial gewonnen werden konnte, das auch der theoretischen Forschung verbesserte Grundlagen und damit neuen Auftrieb gegeben hat.

Dies wird z. B. schon in dem ersten Beitrag von H. Spencer Jones über die Rotation der Erde ersichtlich. Hier konnte erst durch die Einführung der Quarzuhren die für die richtige Erfassung der zeitlichen Schwankungen der Erdrotation erforderliche Genauigkeit und Konstanz der Zeitmessung gesichert werden.

Es war daher auch erst in jüngster Zeit möglich, die langsame säkulare Zunahme der Tageslänge, die überlagerten unregelmäßigen Schwankungen und die jahreszeitlichen Änderungen der Tageslänge einwandfrei zu erfassen. Die verschiedenen neueren Erklärungsversuche lassen es wahrscheinlich erscheinen, daß für die Unregelmäßigkeiten der Erdrotation eine elektro-magnetische Kupplung zwischen Erdmantel und tellurischem Kern maßgebend ist und daß die jahreszeitlichen Schwankungen der Tageslänge durch einen kombinierten Effekt der atmosphärischen Zirkulation und der Gezeiten des festen Erdkörpers bestimmt werden. Die Schwankungen der Erdrotation machen es notwendig, eine Zeiteinheit zu definieren, wofür als Grundlage das tropische Jahr 1900.0 festgesetzt worden ist.

Die nächsten sechs Abschnitte sind Problemen der Seismik gewidmet. J. Coulomb behandelt nach einer sehr klaren und übersichtlichen Entwicklung der Theorie der Seismographenpendel die verschiedenen Typen dieser Seismographen und die Theorie und Wirkungsweise der elektromagnetischen Seismographen, ferner die auf Registrierung der seismischen Deformation beruhenden Seismographen (Strain-Seismographen) sowie die Leistungsfähigkeit und neuere Entwicklungen elektrischer Seismographen. K. E. Bullen gibt einen umfassenden Überblick über die Theorie der Ausbreitung der seismischen Wellen im Erdinneren, über die damit zusammenhängenden Probleme und über die Anwendung seismischer Beobachtungsdaten zur Bestimmung der Verhältnisse im Erdinneren. Theorie und Beobachtungsergebnisse über Oberflächenwellen und geführte Wellen der Erdkruste werden anschließend von W. M. Ewing und F. Press dargelegt. Das in neuerer Zeit wieder stark in den Vordergrund der geophysikalischen Forschung getretene Gebiet der Mikroseismen und der Bodenunruhe wird in einem sehr übersichtlichen Beitrag von J. Coulomb behandelt. W. M. Ewing und F. Press bringen die Grundlagen und die Anwendungsverfahren der seismischen Aufschlußmethoden zur Darstellung. H. Baule und E. Müller berichten über Laboratoriumsuntersuchungen und neuartige Messungen der elastischen Eigenschaften von Gesteinen in situ, und zwar über statische Untersuchungen, darunter besonders Kompressibilitätsmessungen, und über Methoden zur dynamischen Bestimmung der Elastizitätskonstanten und zur Messung der Ausbreitungsgeschwindigkeit elastischer Wellen. Besonders sei auch auf die modernen Ultraschallmethoden zur Messung der Gruppengeschwindigkeit hochfrequenter Wellen hingewiesen.

Zu dem für die Bestimmung der Figur der Erde bedeutungsvollen Problemkreis der Verteilung der Schwere liefert G. D. Garland einen Beitrag über die Messung des Schwerefeldes im Hinblick auf die Massenverteilung in der Erde. Nach einer Darstellung der Methoden und Ergebnisse der absoluten Schweremessung werden die Instrumente und Verfahren der relativen Schweremessung behandelt, wobei auf die diesen Instrumenten zugrundeliegenden physikalischen Prinzipien mehr Wert gelegt wird als auf die Beschreibung von Details von Konstruktionen. Die anschließende Interpretation der Messungsergebnisse im Hinblick auf die Dichteverteilung in der Erdkruste umfaßt Variationen und Anomalien kontinentalen Ausmaßes bis zu den für die angewandte Gravimetrie bedeutungsvollen lokalen Störungen durch engbegrenzte Massenkonzentration.

W. M. Ewing und F. Press berichten über die aus seismischen Refraktions- und Reflexionsbeobachtungen, aus Beobachtungen der Oberflächenwellen und aus Schweremessungen erschlossenen Erkenntnisse über die Struktur der obersten Erdkruste, und zwar der Kontinente, der subozeanen Kruste und der kontinentalen Randgebiete. Anschließend behandelt A. E. Scheidegger die in der Erdkruste wirkenden Kräfte, die zur Erklärung von Verwerfungen,

Faltungen, Gebirgsbildung und Verteilung von Kontinenten und Ozeanen in Betracht kommen.

Eine für die Erschließung der Erdgeschichte und der Entwicklung der Erde sehr wesentliche Methode, die die Grundlage einer absoluten Geochronologie liefert, stellt die erst in unserem Jahrhundert entwickelte Methode der Altersbestimmung der Minerale auf Grund der Messung ihrer Radioaktivität dar. Nach einer Übersicht über ihre historische Entwicklung und über die physikalischen Grundlagen der Altersbestimmung aus dem Zerfall radioaktiver Substanzen bringen J. T. Wilson, R. D. Russell und R. M. Farquhar Listen der natürlichen radioaktiven Isotopen unter Hervorhebung der für die Altersbestimmung verwendeten oder verwendbaren Substanzen und Zerfallsschemen des Urans, des Thoriums, der Alkalimetalle, des Kohlenstoffes und des Wasserstoffes. Sowohl für die Altersbestimmung wie auch für die Bestimmung der Wärmeproduktion in der Erde und auch für Zwecke der angewandten Geophysik ist die Kenntnis der Verteilung und Intensität der Radioaktivität der Gesteine von Bedeutung. Es werden deshalb auch die Methoden und Ergebnisse der Messungen des Gehalts der Gesteine an Uran, Thorium, Kalium und Rubidium mitgeteilt. Ausführlich werden dann die verschiedenen Methoden der Altersbestimmung auf Grund der radioaktiven Isotopen und die damit gefundenen Ergebnisse dargestellt. Abschließend werden die Möglichkeiten und Ergebnisse der Auswertung der Altersbestimmungen der Gesteine zur Aufstellung einer geologischen Zeittafel und im besonderen die Probleme der fünf Sechstel des Gesamtalters der Erde umfassenden präkambrischen Geochronologie besprochen. Es wird festgestellt, daß es trotz der bereits erzielten Ergebnisse noch nicht möglich gewesen ist, eine vollkommen befriedigende und eindeutige absolute Zeittafel der Erdgeschichte zu erreichen und daß zur Erreichung dieses Zieles eine engere Verbindung von geologischen und physikalischen Methoden notwendig ist.

J. A. Jacobs entwickelt die theoretischen Grundlagen zur Erforschung der physikalischen Verhältnisse und des Aufbaues des Erdinneren mit Hilfe von Auswertungen der Registrierungen seismischer Wellen und der Analyse des erdmagnetischen Feldes und seiner Säkularvariationen, geht dabei im besonderen auch auf experimentelle Untersuchungen ein und bringt eine zusammenfassende kritische Darstellung der in neuerer Zeit von Bullen, Birch, Verhoogen, Ramsey und anderen entwickelten Theorien über die Zusammensetzung des Mantels und des Kerns der Erde. Im Zusammenhang mit den Theorien über die Konstitution des Erdinneren kommt den thermischen Verhältnissen besondere Bedeutung zu. Über die damit zusammenhängenden theoretischen Untersuchungen aus neuerer Zeit und im besonderen auch über die Bedeutung, die der Wärmeproduktion durch radioaktive Substanzen im Erdinneren zukommt, und über die unter Berücksichtigung der radioaktiven Wärmeproduktion für vier verschiedene Erdmodelle berechnete Verteilung der Temperatur und des Wärmefeldes wird ausführlich berichtet. Abschließend werden auch die Versuche zur Erklärung des erdmagnetischen Feldes aus der Annahme von elektrischen Strömen im Erdinneren diskutiert und die von Elsasser und Bullard entwickelte Dynamotheorie des erdmagnetischen Feldes und seiner Säkularvariationen als wahrscheinlichste Erklärungsmöglichkeit dargestellt.

L. Cagniard legt die Grundlagen einer theoretischen Behandlung der Erscheinungen der elektrischen Erdströme und der Messung des elektrischen Erdfeldes sowie die theoretischen und methodischen Grundlagen und allgemeine Ergebnisse der elektrischen Aufschlußverfahren dar und behandelt Ergebnisse

von Untersuchungen verschiedener Störungen der Erdströme, Beziehungen zwischen den Störungen des erdmagnetischen Feldes und Änderungen des Erdstromes, die Tagesgänge der Komponenten des Erdfeldes und ihre Beziehung zum Tagesgang des erdmagnetischen Feldes, die Verteilung der Tagesschwankungen der Erdströme über die ganze Erde, kurzperiodische Änderungen und theoretische Erwägungen zur Erklärung des Ursprungs der Erdströme und ihrer Störungen.

S. K. Runcorn behandelt den natürlichen remanenten Magnetismus der Gesteine im Hinblick darauf, daß daraus die Richtung des erdmagnetischen Feldes in geologischen Epochen abgeleitet werden kann. Nach einer kurzen Charakterisierung der mineralogischen Verhältnisse der dafür hauptsächlich in Betracht kommenden Oxyde des Systems $FeO-Fe_2O_3-TiO_2$ werden die physikalischen Prozesse der Magnetisierung der Gesteine und die Ergebnisse von diesbezüglichen Laboratoriumsuntersuchungen dargestellt. Zahlreiche Beispiele zeigen die Ergebnisse paläomagnetischer Auswertung, die abschließend geophysikalisch interpretiert werden. Der gleiche Autor gibt in einem besonderen Abschnitt eine Übersicht über die Ergebnisse der Vermessung und der Analyse des magnetischen Erdfeldes, der Säkularvariationen und der räumlichen Variationen des Erdfeldes und der aus den magnetischen Variationen abgeleiteten Leitfähigkeit des Erdmantels und des Erdkernes. Anschließend werden die verschiedenen Theorien des erdmagnetischen Feldes und der Säkularvariationen diskutiert.

Im letzten Abschnitt wird von K. Jung eine übersichtliche Darstellung von dem Problemkreis „Figur der Erde" gegeben und dabei die Theorie der Geoidbestimmung mit den damit in Zusammenhang stehenden Fragen sowie die Bewegung der Erdachse behandelt.

Die vorstehenden Hinweise zeigen, daß uns in dem vorliegenden Werk eine wirklich umfassende, gründliche und auf den neuesten Stand unserer Kenntnisse gebrachte Darstellung aller Zweige der Physik der festen Erde geboten wird, die für Lehre und Forschung in diesen Wissenszweigen einen unentbehrlichen Behelf darstellt.

F. Steinhauser, Wien.

Weather Analysis and Forecasting. Von S. Petterssen. Band II: Weather and Weather Systems. Zweite Auflage. Mit zahlreichen Textabb., XII, 266 S. New York-Toronto-London: McGraw-Hill Book Company, Inc. 1956. £ 2 5s 0d, $ 6.—.

Erfreulicherweise ist auch der zweite Band von Pettersens bekanntem Werk rasch erschienen. Es werden darin die Faktoren behandelt, die unmittelbar im Wettergeschehen wirksam werden. In erster Linie sind dies die Luftmassen, die für ihre Entstehung und für ihre Transformation bedeutungsvollen Austauschprozesse von Wärme und Feuchtigkeit und der Einfluß der Unterlage. Von besonderem Interesse sind in diesem Zusammenhang Karten der Nordhalbkugel für die Verteilung von Wärmeaustausch zwischen Meer und Luft, Verdunstung und Gesamtenergie im Sommer und Winter, die ein Verständnis für die Luftmassenquellgebiete in beiden Jahreszeiten geben. In zweiter Linie sind es die thermodynamischen Prozesse und die dabei auftretenden Beziehungen zwischen Temperatur und Feuchtigkeit, die für die Wetteranalyse von maßgebender Bedeutung sind. Es werden die verschiedenen Feuchte- und Temperaturgrößen behandelt sowie Beispiele verschiedener Typen von Inversionen und ihre Bedeutung für den täglichen Temperaturgang und für die Änderungen des vertikalen Temperaturgradienten gebracht.

Die thermodynamischen Prozesse führen zur Wolkenbildung, deren Klassifikation der Form nach und der Genetik nach entwickelt wird. Im Anschluß daran werden auch die verschiedenen Formen von Hydrometeoren und ihre genetische Klassifikation sowie die Prozesse, die zur Niederschlagsbildung führen und für diese maßgebend sind, besprochen. J. C. Thompson legt in einem besonderen Beitrag die Methoden der quantitativen Niederschlagsvorhersage dar, die unter gewissen vereinfachten Annahmen mit Modellvorstellungen auf Grund der Niederschlagsbildung durch pseudoadiabatische Abkühlung und mit Verwendung der regionalen Verteilung der Vertikalgeschwindigkeit arbeitet. Die Vorausberechnung der Niederschläge auf Grund der Druckkarten, der Temperatur und der Feuchtigkeit ist sehr zeitraubend und erfordert den Einsatz von entsprechenden Rechenmaschinen. An einem Beispiel wird auch die Leistungsfähigkeit der numerischen Vorhersage der Niederschlagsverteilung gezeigt. Auch die Möglichkeit der statistischen Methode der Niederschlagsvorhersage auf Grund der Beziehung der Niederschlagsmengen zu anderen unabhängigen meteorologischen Größen wird an einem Beispiel veranschaulicht. Ausführlich werden unter Beigabe sehr instruktiver Beispiele die Entstehung der verschiedenen Arten von Nebel und die Beziehung von Nebel zu Wind und zur Schneedecke behandelt und verschiedene Diagramme zur Nebelvorhersage besprochen. Als Grundlage für die Beurteilung der Entwicklung konvektiver Bewölkung werden die Bedingungen der Stabilität bzw. Instabilität, die Berechnung der Vertikalgeschwindigkeit aufsteigender Luftmassen, der Einfluß der kompensierenden absinkenden Luftmassen der Umgebung, die Wirkung der Einbeziehung von Luft aus der Umgebung in den Aufwindstrom, Beispiele der Analyse von aerologischen Aufstiegen im Hinblick auf die Möglichkeit der Bildung von konvektiven Wolken und Ergebnisse statistischer Untersuchungen dargelegt. Nach einer Charakterisierung der verschiedenen Typen von Gewittern wird auf Grund der Ergebnisse des „Thunderstorm Projekts" die Entwicklung und Struktur der Gewitter geschildert. An Hand einzelner Beispiele und statistischer Ergebnisse werden Verfahren zur kurzfristigen Vorhersage von Gewitterböen und von Hagelfällen sowie die Verwendung eines Stabilitätsindex zur Vorhersage von Schauern, Gewittern und Tornados besprochen. Ferner werden unter Beigabe instruktiver Beispiele die Struktur und Entwicklung von Böenlinien und ihre meso- oder mikrosynoptische Analyse, Probleme der Tornados und die Grundlagen für Unwetterwarnungen ausführlich behandelt.

Die Analyse von Einzelerscheinungen, wie Fronten, Zyklonen oder einzelnen Wetterelementen, muß in einer Synthese zur Analyse typischer Wettersysteme münden, für die allgemeine Grundlagen und Richtlinien angegeben werden, wobei betont wird, daß eine Fertigkeit in der Analyse von Wetterlagen nicht nur durch das Studium eines Buches, sondern vor allem durch die praktische Durchführung zahlreicher Analysen erworben werden kann. Die Diskussion schließt an ein vor kurzem von Bergeron veröffentlichtes Modell von acht Wetterregionen im Bereich von großräumigen Vertikalbewegungen in Zyklonen und Antizyklonen und in Kalt- und Warmluftmassen an, und erläutert die Brauchbarkeit dieser Vorstellungen an einzelnen Beispielen. Im besonderen werden auch die verschiedenen Arten von topographischen oder orographischen Einflüssen auf die Wetterentwicklung und auf das Wettergeschehen erörtert und die Bedeutung der Einbeziehung maritimer Luftmassen in das Wettersystem für seine Entwicklung an Beispielen gezeigt.

Es werden auch allgemeine Gesichtspunkte für die Bearbeitung oder Berechnung von Beobachtungsdaten für Zwecke der sogenannten objektiven

Wettervorhersage, die mit Prognosendiagrammen oder mit Regressionsgleichungen arbeitet, besprochen. Dazu wird an Beispielen die Anlegung von Diagrammen für Prognosen, die das Eintreten oder Nichteintreten eines Ereignisses vorhersagen sollen, und für Prognosen, die eine quantitative Größe oder einen Zeitpunkt des Beginnes einer Erscheinung betreffen, demonstriert. Zum Abschluß zeigt Th. F. Malone die Anwendung der synoptischen Klimatologie in der Wettervorhersage, der der Gedanke zugrunde liegt, daß die klimatologischen Beobachtungsdaten sozusagen empirische Lösungen der komplizierten hydrodynamischen und thermodynamischen Gleichungen der atmosphärischen Prozesse darstellen. Es ist dazu allerdings notwendig, die klimatologischen Daten nicht nach Monaten, sondern nach verschiedenen Zirkulationssystemen zu ordnen und zu berechnen. Es wird ein kurzer Überblick über neuere Arbeiten auf diesem Gebiete unter Berücksichtigung der Verwendung statistischer, meteorologischer und Rechenverfahren gegeben.

Der Überblick über die beiden nun vorliegenden Bände der Neubearbeitung des bekannten Buches von S. Petterssen läßt erkennen, daß damit ein fast vollständig neues Werk geschaffen worden ist, das sowohl in den theoretischen wie auch in den die praktische Durchführung der Wetteranalyse und der Wettervorhersage betreffenden Belangen dem Prognostiker außerordentlich viel bringt. Es ist zu wünschen, daß es von allen, die mit Problemen der Wetteranalyse und der Wettervorhersage zu tun haben, gründlich studiert wird.

F. Steinhauser, Wien.

Flugmeteorologie. Von W. Georgii. Zweite, neubearbeitete Auflage. Mit 217 Textabb., XI, 332 S. Frankfurt am Main: Akademische Verlagsgesellschaft m.b.H. 1956. DM 35.—.

Der Flugwetterdienst ist heute einer der wichtigsten Zweige der angewandten Meteorologie. Mit den Fortschritten der Flugtechnik und des Flugverkehrs sind auch die Aufgaben des Flugwetterdienstes gewachsen und es sind neue Probleme aufgetaucht, die nicht nur den Bedarf nach erweitertem Beobachtungsmaterial besonders aus großen Höhen gebracht haben, sondern ein vertieftes Verständnis für das allgemeine Wettergeschehen und damit zusammenhängende Probleme erforderlich machen. Dies kommt auch in der Neubearbeitung des bekannten Buches Georgiis über Flugmeteorologie zum Ausdruck. Dieses wendet sich vor allem an den Motor- und Segelflieger und dementsprechend ist die Darstellung so gehalten, daß die Entwicklung theoretischer Grundlagen die Verständlichkeit nicht zu sehr erschwert. Dem Meteorologen wird aber eine reichhaltige Beigabe von sehr instruktiven Beispielen der Erscheinungen in der Atmosphäre, die für das Flugwesen von Bedeutung sind und der Flugpraxis bzw. der flugmeteorologischen Forschung entstammen, eine wertvolle Ergänzung seiner theoretischen Kenntnisse und eine Vertiefung seines Verständnisses für die flugmeteorologischen Bedürfnisse des Fliegers bringen, da besonders solche meteorologische Erscheinungen behandelt werden, die im Flug angetroffen werden und deren Auswirkungen für den Flieger von Bedeutung sind bzw. entsprechende Gegenmaßnahmen erforderlich machen.

Auf eine kurze Übersicht über den Aufbau der Atmosphäre folgt die Behandlung von Erscheinungen, die mit Problemen der Thermodynamik im Trockenstadium in Zusammenhang stehen. Dabei werden als Grundlage die Temperaturverhältnisse der bodennahen Luftschicht behandelt, wozu aufschlußreiche Beispiele von Beobachtungen und Feinregistrierungen der

thermischen Grenzschicht bei Tag und der Ausbildung der nächtlichen kalten Bodengrenzschicht beigegeben werden. Daran anschließend werden Wirkungsweise und Entwicklung der thermischen und der orographischen Auslösung von Aufwinden erläutert, im Zusammenhang mit den Stabilitätsbedingungen die vertikalen Temperaturgradienten sowie Formen und Ausbildung von Inversionen gezeigt und besprochen und Ergebnisse von Vermessungen des Feldes der thermischen Vertikalbewegungen mit Segelflugzeugen und von Vermessungen von Luftwogen in der freien Atmosphäre mit Flugzeugen und Pilotballonen mitgeteilt. Aus den aerologischen Beobachtungen wird die Unterteilung der Troposphäre in verschiedene durch Inversionsschichten voneinander getrennte Konvektionsräume für niedere und höhere geographische Breiten abgeleitet.

Zu den für die Wolkenbildung wirksamen Vorgängen führt die Darstellung der Thermodynamik der Atmosphäre im Kondensationsstadium. Auch dazu werden wieder sehr instruktive Ergebnisse von Segelflügen in Wolken aus Europa und aus Argentinien, von Messungen der Vertikalgeschwindigkeit der Luft in Flugzeugen sowie von experimentellen Untersuchungen und von Beobachtungen der Wolkenzellen- und Wolkenwalzenbildungen zur Illustration und Bestätigung theoretischer Folgerungen beigebracht. Nach allgemeinen Ausführungen über die physikalischen Grundlagen der flüssigen und der festen Phase des Wasserdampfes in der Atmosphäre und über Art und Wirkungsweise von Kondensations- bzw. Gefrierkernen werden Ergebnisse von Beobachtungen der Wolken- oder Niederschlagselemente und der Niederschlagsbildung mitgeteilt. Nach einem Überblick über die Struktur von Gewitterwolken und über die Verteilung der Gewitterelektrizität wird durch Berichte über die Ergebnisse von Gewitterflügen ein genauer Einblick in die Erscheinungen und Vorgänge in Gewittern vermittelt. Auch die Darstellung der einzelnen Wolkenformen und ihrer Entwicklung gewinnt durch die Wiedergabe von Beobachtungsergebnissen von Wolkenflügen außerordentlich. Von besonderer Bedeutung für das Flugwesen sind Nebelbildungen, die dementsprechend ausführlich behandelt werden. Eine Darlegung der Möglichkeiten zur künstlichen Beeinflußung von Wolken und Niederschlag beschließt die Ausführungen über die Kondensationsvorgänge in der Atmosphäre und ihre Folgeerscheinungen.

Anschließend werden als bedeutungsvolle Elemente des Wettergeschehens die verschiedenen Arten von Luftmassen, ihre Entstehung und Wetterwirksamkeit ausführlich besprochen und die Vorgänge in den Grenzgebieten verschiedener Luftmassen, an den Fronten, eingehend dargelegt. Eine besondere Behandlung erfahren die Probleme der Flugzeugvereisung.

Ein eigener Abschnitt ist den Wettervorgängen im tropischen und subtropischen Luftraum gewidmet, wobei im besonderen die Verhältnisse im Gebiet des Atlantischen Ozeans und in Südamerika in Betracht gezogen werden. Ausgehend von den neueren Vorstellungen über die allgemeine Zirkulation in diesen Räumen, wie sie vor allem Flohn entwickelt hat, werden die tropischen Luftmassen und Fronten, die Wirbel des westafrikanischen Küstengebietes, die westindischen tropischen Wirbelstürme, die intertropische Konvergenzzone, die flugmeteorologischen Verhältnisse an der Ostküste von Südamerika und die Wettersteuerung durch die tägliche Doppelwelle des Luftdrucks in den Tropen und Subtropen ausführlich behandelt. Den Abschluß bildet die Darstellung der hohen Strahlströmung und einer in Argentinien häufig zu beobachtenden Bodenstrahlströmung in der Grundschicht bis 3000 m Höhe, ferner der Grundlagen des Wellensegelfluges sowie der Beobachtungs-

ergebnisse über stationäre Leewellen. In diesem Zusammenhang sei hier ergänzend auch auf eine häufig im Lee von niedrigen Gebirgszügen beobachtete Verstärkung des Bodenwindes hingewiesen (vergl. Arch. Met. Geoph. Biokl. Serie B. 2, 39 [1951]), die auch flugmeteorologisch Bedeutung hat und als kleinräumige Erscheinung, die im Maßstab der synoptischen Karten meist der Aufmerksamkeit entgeht, auch für die Flugberatung Beachtung verdient.

Zusammenfassend muß gesagt werden, daß das Buch, das gegenüber der ersten Auflage ein völlig neues Werk darstellt, einen außerordentlich klaren Einblick in das für das Flugwesen bedeutungsvolle Wettergeschehen gewährt, der besonders durch die überaus zahlreichen und sehr instruktiven Beobachtungsbeispiele aus der freien Atmosphäre an Anschaulichkeit außerordentlich gewinnt. In diesen Beispielen liegt ein besonderer Vorzug des Buches, der es nicht nur für interessierte Flieger leichter verständlich macht, sondern auch den Flugmeteorologen eine wesentliche Vertiefung ihrer Kenntnisse und Anschauungen von den flugmeteorologisch bedeutungsvollen Erscheinungen bringt und nicht nur für diese, sondern für alle Meteorologen des synoptischen Wetterdienstes das Buch außerordentlich wertvoll macht. Als weiterer Vorzug muß auch besonders hervorgehoben werden, daß es dank der langjährigen Arbeit des Verfassers in Südamerika sehr viel Neues über die meteorologischen und insbesondere über die aerologischen Verhältnisse in diesem bisher noch zu wenig bekannten Kontinent bringt. Deshalb verdient das Werk allgemein stärkste Beachtung.

F. Steinhauser, Wien.

Fortschritte der meteorologischen Forschung seit 1900. Von B. Neis. Mit 21 Abb. und 4 Porträttafeln, XVIII, 238 S. Frankfurt am Main: Akademische Verlagsgesellschaft. 1956. Geb. DM 28.—.

Vor kurzem konnte anläßlich der Besprechung des meteorologiehistorischen Werkes von K. Schneider-Carius in dieser Zeitschrift (Serie A, Band 8, S. 518) auf den erkenntnistheoretischen Wert einer historischen Betrachtung der naturwissenschaftlichen Forschungsmethodik hingewiesen werden. Eine ähnliche Bewertung trifft auf das hier anzuzeigende Buch von B. Neis zu. Allerdings kann man hier schon grundsätzlich nicht eigentlich von historischer Betrachtungsweise reden, wenn eine Periode behandelt wird, in die man z. T. selbst noch hineingewachsen ist. Und zudem bildet eine rein historische Darstellungsweise auch nicht das Hauptanliegen des Verfassers; wenn er auch durch manche Seitenblicke auf die zeitliche Sukzession und auf die Verdienste führender Forscher dem an der allmählichen Entwicklung unserer Kenntnisse interessierten Leser eine wertvolle Führung gewährt, so steht ihm doch die systematische Gestaltung des Stoffes im Vordergrunde.

Mit dieser Tendenz, die Entwicklung der Meteorologie zu einer exakten Naturwissenschaft darzustellen und zu diesem Zwecke die physikalischen Grundlagen herauszustellen und sie, wenigstens teilweise, in mathematische Form zu kleiden, gliedert der Verfasser den Stoff in vier Hauptabschnitte. Während im ersten Kapitel die Ausgangssituation der Meteorologie und die Wandlungen des naturwissenschaftlichen Weltbildes während der ersten Hälfte unseres Jahrhunderts kurz skizziert werden, befaßt sich der zweite Abschnitt in 4 Kapiteln mit den Zuständen und Zustandsänderungen des atmosphärischen Milieus in ruhendem und in bewegtem Zustand. Der dritte Teil untersucht in 8 Kapiteln, in welcher Weise die von der Sonne stammende Energie durch Energieumwandlungen zur Wirbelbildung und zu Zirkulationsvorgängen und dadurch zum Wettergeschehen beiträgt, ein Komplex

von Problemen, zu dessen Bearbeitung eine große Anzahl führender Fachleute beigetragen hat, ohne bis heute eine einheitliche Gesamtkonzeption erreicht zu haben. In zwei Schlußkapiteln werden einige Fragen der praktischen Meteorologie, nämlich der Wetterprognose und des Klimadienstes, erörtert.

Diese zusammenfassende Darstellung von Neis, die aus einer Vorlesung des Verfassers an der Freien Universität Berlin hervorgegangen ist, will kein Lehrbuch sein und kann auch nicht die ausführlichen Lehrbücher ersetzen. Sie möchte lediglich dem Leser einen allgemeinen Überblick über das Werden und den heutigen Stand unseres Wissens auf dem Gebiet der atmosphärischen Vorgänge bieten und dürfte in ihren wichtigsten Abschnitten dieses Ziel erreichen. Ausgesuchte Literaturangaben wollen dem Leser den Weg zur Vertiefung seiner Kenntnisse weisen, 19 Porträtbilder führender Meteorologen des letzten Halbjahrhunderts lenken den Blick auf die Träger des Fortschritts.

W. Mörikofer, Davos.

Antarctica in the International Geophysical Year. Based on a Symposium on the Antarctic. (Geophysical Monograph: No. 1.) 133 S. Washington D. C.: American Geophysical Union. 1956.

Während des II. Polarjahres 1932/33 waren es vor allem die nördlichen Polargebiete, die sich einer intensivierten Beobachtungstätigkeit erfreuten; beim bevorstehenden Internationalen Geophysikalischen Jahr (AGI 1957/58) sollen nun vor allem die zahlreichen geographischen und geophysikalischen Probleme der Südpolarregion und speziell des antarktischen Kontinents ihrer Lösung zugeführt werden, indem zwölf kleinere und größere Staaten insgesamt etwa 40 Expeditionen und feste Stationen in die Antarktis schicken. Groß ist die Zahl der technischen Schwierigkeiten und der wissenschaftlichen Überlegungen, deren rechtzeitige Abklärung die Voraussetzung für eine erfolgreiche Lösung der Expeditionsarbeiten bilden, und es werden daher in den Ländern, die solche Expeditionen planen, diese Probleme eifrig diskutiert.

So haben im April 1956 die Fachleute der Vereinigten Staaten in einem „antarktischen Symposion" diese Probleme erörtert, und die Hauptreferate von 18 Autoren liegen nun hier im Druck vor. Nach zwei einleitenden Aufsätzen von J. Kaplan und H. Wexler über die USA-Programme für das AGI sowie über die Forschungsprojekte in der Antarktis werden von verschiedenen Autoren die heutigen Aspekte und die Problematik von Geographie, Photogeographie (= Luftphotogrammetrie), Glaziologie, Klimatologie und Meteorologie der Antarktis diskutiert; weiterhin folgen Aufsätze über Geologie und Petrographie der Antarktis, über erdmagnetische Störungen, über das Verhalten der Ionosphäre, über Südpolarlichter und kosmische Strahlung sowie über Flora und Fauna der antarktischen Region. Durch eine Faltkarte im Maßstab 1 : 6 Mill. wird das Buch ergänzt, das sowohl für Antarktisforscher wie auch für AGI-Spezialisten eine wertvolle Fundgrube darstellt.

W. Mörikofer, Davos.

The Airglow and the Aurorae. A symposium held at Belfast in september 1955. Herausgegeben von E. B. Armstrong und A. Dalgarno. Mit zahlreichen Textabb., IX, 420 S. London und New York: Pergamon Press. 1956. £ 7. 10s., $ 22·50.

Im September 1955 fand in Belfast ein Symposion über Probleme der Erscheinungen der Polarlichter und des Nachthimmelslichtes (Airglow) oder,

besser gesagt, des Luftleuchtens statt. In Anbetracht der Tatsache, daß im kommenden Internationalen Geophysikalischen Jahr diesen Problemen besondere Aufmerksamkeit geschenkt werden soll, ist es sehr erfreulich und zweckmäßig, daß die Vorträge, die auf diesem Symposion gehalten worden sind und einen guten Einblick in den heutigen Stand der Forschung und in die auf diesem Gebiete aktuellen Fragen geben, nun in einem Band gesammelt allgemein zugänglich gemacht werden.

Nach einer allgemeinen umfassenden Übersicht über die gegenwärtigen Probleme der Polarlicht- und Nachthimmelslichtforschung von S. Chapman folgen 17 Beiträge zum Thema Beobachtungen des Luftleuchtens. Diese Beobachtungen betreffen die Höhe der Emissionsschicht (200 bis 250 km oder 100 km?), die Verteilung der Intensität und ihrer zeitlichen Änderungen, photometrische Messungen der täglichen und jährlichen Änderungen in 8 Farbenbereichen, die Änderung der OH-Emission während der Nacht, die Messung der Doppler-Breiten der (OI)-λ 5577 des Nachthimmelslichtes und der (OI)-λ 6300 Linien des Dämmerungslichtes und ihre Auswertung zur Temperaturbeobachtung, Messungen der Wellenlängen der roten OI-Linien im Nachthimmelslicht und im Dämmerungslicht, neuere Untersuchungen aus der UdSSR und im besonderen Beobachtungen im Infrarot des Nachthimmelslichtes, das Verhältnis der Intensitäten der Komponenten der Natriumlinien im Dämmerungsspektrum, die zeitlichen Änderungen der Intensität der Natrium-Emission im Dämmerungslicht, Messung der Emission von mit Hilfe von Raketen künstlich erzeugten Natriumdampfwolken in Höhen von 50 bis 113 km und die daraus abgeleiteten Winde in diesen Höhen, Messungen der Nachthimmelsemission während einer Sonnenfinsternis und die absolute Photometrie des Gegenscheines und des Zodiakallichtes.

Eine weitere Gruppe von Vorträgen behandelt Polarlichtbeobachtungen. Ausführlich wird über die Ergebnisse von Radiountersuchungen der Polarlicht-Ionisation und im besonderen über die Beziehung der Radioecho-Beobachtungen zu magnetischen Variationen, zur Szintillation der Radiosterne und zu visuellen Phänomenen berichtet. Ferner werden Spektralbeobachtungen der Polarlichter und des Nachthimmelslichtes im Infrarot bis 11.800 Å und Intensitätsmessungen der grünen Sauerstofflinie 5577 Å und der negativen Stickstoffbanden 4278 Å bei rasch variierenden Polarlichter diskutiert.

Als theoretische Betrachtungen über das Nachthimmelslicht folgen eine Interpretation der Dämmerungsmessungen der Natrium-Emission, eine Deutung der Infrarot-Emission des Nachthimmelslichtes als Erscheinung der Rekombination atomaren Sauerstoffes und Diskussionen der Ozon-Wasserstoff-Hypothese der Entstehung der OH-Banden des Nachthimmelslichtes und der Ergebnisse von Beobachtungen des Taghimmelsleuchtens.

Die theoretischen Betrachtungen über die Polarlichter werden durch Beiträge zur Entladungstheorie der Polarlichtstrahlen eingeleitet. Weitere Vorträge betreffen den Erregungsprozeß bei Nordlichter in niederen Breiten und in hohen Breiten und die Theorie, die besagt, daß von der Sonne ausgeschleuderte Neutronen, die unterwegs in Protonen und Elektronen zerfallen, die Polarlichter und magnetischen Stürme verursachen.

Auf Grund von Laboratoriumsuntersuchungen wird über Beobachtungen von mit Polar- und Nachthimmelslicht im Zusammenhang stehenden Spektrallinien, über Reaktionen zwischen Wasserstoff und Ozon und zwischen Natrium und Ozon und über Experimente zur Frage des Tagluftleuchtens und zur Anregung von Polarlichtern berichtet. Ein weiterer Abschnitt bringt Berichte über Berechnungen zur Anregung verbotener Atomlinien durch Elektronen,

über Intensitäten der Molekularbanden, von Übergangswahrscheinlichkeiten von Polarlichtlinien, über unelastische Kollisionen schwerer Teilchen, über Anregung und Ionisation von Helium durch Elektronen und Protonen und eine theoretische Diskussion der für Chemoluminiszenz notwendigen Bedingungen. In einem letzten Abschnitt folgen Beiträge über neue instrumentelle Einrichtungen zur Spektraluntersuchung von Nachthimmels- und Polarlicht und über ein neues Nachthimmelslicht- und Nordlicht-Photometer sowie über eine experimentelle Methode zur Messung der luminiszierenden Schichten mit Raketen.

Aus dieser Übersicht ist die Reichhaltigkeit des Buches ersichtlich, das in den einzelnen Beiträgen sehr viel neue Forschungsergebnisse aus dem schwierigen Gebiet der Polar- und Nachthimmelslichtforschung bringt und auch viele offene Fragen zur Diskussion stellt. Ein reichhaltiges Sachregister erleichtert die Benutzung des Werkes.

F. Steinhauser, Wien.

Handbuch der Wellen der Meere und Ozeane. Von E. Bruns. Zweite Auflage. Mit 150 Abb., XI, 255 S. Berlin: Deutscher Verlag der Wissenschaften. 1955. DM 25·—.

Das Buch will zwar in erster Linie der Praxis dienen und für Zwecke der Schiffsbauer, der Seehafen- und Uferschutzbauer und der Schiffahrttreibenden alle in der Weltliteratur vorhandenen Angaben und Unterlagen, die für diese von Bedeutung sein können, zusammenstellen, es ist aber wegen seiner zusammenfassenden Bearbeitung und als Nachschlagewerk auch für den Geophysiker von großem Interesse.

In einem einleitenden Abschnitt wird ein sehr instruktiver Überblick über Entstehung, Wachstum und Abklingen der Wellen, über die Theorie der Wellenbewegung, über die verschiedenen Wellenarten, über Brandung, über die Energie der Wellen und über einige Eigenschaften von Wellen geboten. Es sei besonders darauf hingewiesen, daß vielfach auch neuere Ergebnisse russischer Forscher gebracht werden, die sonst in der Literatur schwer zugänglich sind. Die Ausführungen werden durch sehr schöne und charakteristische Bildbeigaben illustriert. Der zweite Abschnitt bietet eine ausführliche Zusammenstellung der zahlreichen Methoden zur Schätzung und Messung des Seeganges, der Wellenelemente und des Wellenstoßes, worunter man auch mehrere neue Entwicklungen findet. Der Hauptteil des Buches bringt eine Übersicht über die Ergebnisse von Messungen und Beobachtungen der Sturm- und Seegangsverhältnisse, der Wellenelemente und der Dünung der einzelnen Meere und Ozeane der ganzen Erde und Erläuterungen ihrer Zusammenhänge mit den Windverhältnissen dieser Gebiete. Von besonderer Bedeutung für die Praxis sind die Angaben über die Ergebnisse von Wellenstoßmessungen an den Küsten der einzelnen Meere und Ozeane, die im vierten Abschnitt zusammengestellt sind. Wo direkte Beobachtungen fehlen, können theoretische Berechnungsmethoden zur Bestimmung der Wellenelemente, des Wellenstoßes und der maximalen Wellenstoßkräfte angewendet werden, die im fünften Abschnitt zugleich mit Anwendungsbeispielen behandelt werden. Abschließend werden auch noch die Methoden der Seegangs- und Wellenvorhersagen für die Windwellen und die Dünung der offenen See und des Seichtwassers und für Brandungswellen entwickelt. Ein umfangreiches Literaturverzeichnis beschließt dieses sehr nützliche Buch.

F. Steinhauser, Wien.

Grundzüge der Erschütterungsmessung im besonderen Hinblick auf die Belange der angewandten Seismik. Von H. Köhler. (Geophysikalische Monographien: Band 1.) Mit 147 Textabb., XII, 231 S. Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig K.-G. 1956. Geb. DM 26.—.

Mit dem vorliegenden Werk wird eine neue geophysikalische Schriftenreihe begonnen, in der in zwangloser Folge ausgewählte Kapitel der Geophysik nach dem neuesten Stand der Entwicklung zur Darstellung kommen sollen. In diesem ersten Band der Reihe werden als wichtiges Kapitel der angewandten Seismik Theorie und Anwendung der Erschütterungsmesser behandelt. Die in den letzten Jahrzehnten durch die Entwicklung der elektroakustischen Apparate, der Verstärker-Technik und der elektrischen Registrierinstrumente ermöglichten Fortschritte führen über die Erkenntnisse, die in der vor zwanzig Jahren erschienenen letzten zusammenfassenden Darstellung dieses Gebietes niedergelegt sind, weit hinaus, weshalb dieser Veröffentlichung großes Interesse zukommt. In der Darstellung wird weniger Wert auf die Aufzählung konstruktiver Einzelheiten gelegt, sondern es werden die grundsätzlichen Fragen, die für die Konstruktion von Apparaten der angewandten Seismik von Bedeutung sind, in den Vordergrund gerückt und ausführlich behandelt. Unter Erschütterungsmessern werden dabei alle Vorrichtungen zur Aufnahme von Bodenschwingungen verstanden und dieser Begriff wird nicht nur auf die Apparate zur Aufnahme schneller Schwingungen beschränkt.

Da die Wirkungsweise der Geräte hauptsächlich von der Frequenz der zu untersuchenden Schwingungen abhängt, erfolgt die Klassifizierung der Erschütterungsmesser entgegen der früher gebräuchlichen, aber nicht eindeutigen Einteilung in Schwingungsmesser, Geschwindigkeitsmesser und Beschleunigungsmesser nun ausschließlich nach dem Anzeigeprinzip. Die verschiedenen Formen der Anzeige des mechanischen Schwingungsausschlages, nämlich die mechanischen, optischen und optisch-elektrischen Anzeigemittel, der Kohledruckprozeß und die Anzeige mit Hilfe elektro-mechanischer Wandlerprinzipien zur Umwandlung mechanischer Schwingungsenergie in elektrische, die mit elektrischen Meßmethoden zur Anzeige gebracht wird, und elektronische Anzeigemittel sowie die Rückwirkung der Anzeigemittel auf das mechanische Schwingungsgebilde werden in ihrer Wirkungsweise eingehend behandelt. Da als elektrisches Meßorgan wegen seines streng linearen Ausschlagegesetzes heute meist das Drehspul-Spiegelgalvanometer mit photographischer Registrierung, und zwar besonders in Form des Schleifenoszillographen, verwendet wird, werden Theorie und Praxis der oszillographischen Registrierung ausführlich dargestellt. Ferner werden die Möglichkeiten zur künstlichen Dämpfung eines Schwingungsmessers und die speziellen Formen von Verstärkern für Erschütterungsmesser eingehend besprochen.

Zur theoretischen Behandlung der bei seismischen Erschütterungen meist vorkommenden nichtstationären Vorgänge wird als klassische Methode die Ermittlung des partikulären Integrals der entsprechenden Differentialgleichung und als neuer Weg die Anwendung des Fourierschen Integrals expliziert. Schließlich werden die verschiedenen Bautypen von Erschütterungsmessern, die zugehörigen Registriergeräte und die Einrichtungen zur Eichung von Erschütterungsmessern unter Beigabe instruktiver Abbildungen besprochen.

F. Steinhauser, Wien.

Die Erde als Planet. Von K. Stumpff. Zweite, verbesserte und erweiterte Auflage. (Verständliche Wissenschaft: Band. 42.) Mit 57 Abb., VI, 176 S. Berlin - Göttingen - Heidelberg: Springer-Verlag. 1957. Geb. DM 7.80.

In der bekannten Schriftenreihe „Verständliche Wissenschaft", deren Zweck es ist, die Ergebnisse wissenschaftlicher Forschung von einzelnen Teilgebieten einem weiteren Leserkreis in leicht faßlicher, aber wissenschaftlich exakter Form, bekannt zu machen, deren Lektüre aber auch für den Fachwissenschaftler genußreich ist, ist wieder ein Büchlein erschienen, das besondere Probleme der Geophysik und der Stellung der Erde im Planetensystem behandelt. Auch dieses Buch weist in seiner Darstellungsform und in seinem Inhalt die Vorzüge der erwähnten Schriftenreihe auf. Nach einer historischen Einleitung über die fortschreitende Entwicklung der Ansichten über Erscheinungsformen der Erde als Ganzes und über ihre Stellung im Weltbild des Menschen werden die Ergebnisse der Forschung, die die Kugelform der Erde und die Rotation der Erde sowie deren Begründung betreffen, besprochen. Anschließend werden die Methoden der Erdmessung und der Orientierung auf der Erdoberfläche entwickelt. Die Darstellung der Wanderung der Erde um die Sonne gibt Anlaß, auch auf die Kalender- und Jahreseinteilung sowie auf Fragen der Kalenderreform einzugehen. Es folgen ferner Abschnitte über den Mond und seine Beziehungen zur Erde und über die Sonne und ihre Einflüsse auf physikalische Vorgänge auf der Erde. Weitere Abschnitte behandeln geophysikalische Erscheinungen, und zwar den Erdmagnetismus und die Erdpole, den Aufbau der festen Erde und den Aufbau der Lufthülle der Erde. Abschließend werden Beziehungen zwischen Weltall und Erde und Fragen der Möglichkeiten organischen Lebens auf anderen Planeten erörtert.

F. Steinhauser, Wien.

Gaseous Nebulae. Von L. H. Aller. (The International Astrophysics Series: Band III.) Mit Textabb., XVI, 322 S. London: Chapman & Hall Ltd. 1956. 63 s.

Gegenstand dieses Buches sind die Nebel aus Gasen oder festen Teilchen innerhalb des Milchstraßensystems. Diese Gebilde haben im Zusammenhang mit der interstellaren Materie überhaupt in neuerer Zeit in verschiedener Hinsicht, besonders in ihrer Beziehung zur Radioemission, Sternentwicklung und auch zur kosmischen Strahlung viel Aufmerksamkeit erregt. Es ist daher eine eingehende Behandlung der damit zusammenhängenden Beobachtungsergebnisse und der theoretischen Probleme im Rahmen dieser astrophysikalischen Schriftenreihe sehr zu begrüßen. Das vorliegende Buch stellt nicht nur ein für Astrophysiker sehr bedeutendes Werk dar, sondern wird auch bei Geophysikern Interesse finden. Nach einer Typisierung der gasförmigen Nebel werden die Beobachtungsmethoden erläutert und die damit gewonnenen Beobachtungsergebnisse über die räumliche Verteilung, Form, Dimension und Spektren der gasförmigen Nebel besprochen. Die theoretische Analyse der gasförmigen Nebel geht aus von den physikalischen Prozessen in diesen Gebilden und behandelt insbesondere Strahlungsprozesse, Temperatur, Ionisationsgleichgewicht, Elektronendichte und die verbotenen Linien. Weitere Abschnitte sind den Sternen, die die gasförmigen Nebel beleuchten, der Struktur und den inneren Bewegungen der Planetarnebel und einer eingehenden Diskussion der Charakteristiken der diffusen galaktischen Nebel, die im wesentlichen Verdichtungsregionen interstellarer Materie darstellen, gewidmet. Im Zusammenhang mit letzteren werden auch das interstellare galaktische Magnetfeld und seine Bedeutung für die Bewegungen in den

Gasnebeln, die Turbulenz in galaktischen Nebeln und die Gasnebel als Radioquellen diskutiert. Zahlreiche instruktive Nebelaufnahmen bereichern das Werk.

F. Steinhauser, Wien.

Geologie und Geophysik. Mitteilungen aus dem Geologischen und Paläontologischen Institut der Karl-Marx-Universität Leipzig. Herausgegeben aus Anlaß des 60jährigen Bestehens des Institutes von R. Lauterbach. Mit 132 Abb. und 1 farb. Ausschlagtafel, 120 S. Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig K.-G. 1957. DM 14.—.

Die vorliegende Festschrift enthält eine Reihe recht lesenswerter Artikel, deren Inhalt den Hauptarbeitsrichtungen des Instituts im wesentlichen entspricht.

Rein petrographische Themen behandeln die Arbeiten von H. Hentschel: Über Schalsteine und Diabas im Lahn-Dill-Gebiet, R. Wendler: Zur Frage der Quarzkornregelung von Psammiten und R. Jubelt: Die Silicophite am Südrand des Sächsischen Granulitgebirges. Die letztgenannte Arbeit liefert einen ausführlichen Beitrag zur petrographischen Beschreibung und Entwicklungsgeschichte dieser merkwürdigen Quarzgesteine.

Eine spezielle Arbeitsrichtung des Leipziger Instituts sind die mikromagnetischen Messungen. Sie können sowohl Anhaltspunkte zur Strukturdeutung und damit zur Entstehungsgeschichte von Sedimenten, als auch Hinweise auf sonstige petrogenetische Vorgänge liefern. Grundsätzliches zu diesem Thema enthält die Arbeit von Lauterbach, Michael und Wendler: Studien zur petromagnetischen Substanz- und Strukturanalyse; einzelne spezielle Beiträge liefern die Mitteilungen von Kliewe und Lauterbach: Oberflächenformen und Mikromagnetik auf Usedom, und R. Wendler: Geologische und petrographische Deutung der Ergebnisse mikromagnetischer Messungen über Sedimentgesteinen.

Aus dem Gebiet der angewandten Geophysik stammen die Arbeiten von K. Sonntag: Das Verhältnis der magnetischen Z-Anomalien des assyntisch-varistischen Gebirgsbogens zur Elbelinie, und R. Meinhold: Ergebnisse reflexionsseismischer Messungen im Bereiche der geophysikalischen Anomalien der Prignitz.

Historischen Inhalt haben der Einleitungsartikel von R. Lauterbach: 60 Jahre geologisches und paläontologisches Institut der Karl-Marx-Universität und die Studie von H. Rast: Der älteste Leipziger Braunkohlenbergbau.

Mit hydrologischen Problemen befassen sich die Beiträge von A. Giessler: Zusammenhänge zwischen Uferfiltration und Grundwasserbildung, sowie: Kritik der Ergiebigkeitskennlinien von Grundwasserleitern, Brunnen und Quellen.

Zum Schlusse seien noch zwei Arbeiten, die auf ein allgemeines, methodisches Interesse Anspruch haben, hervorgehoben; sie haben beide R. Lauterbach zum Verfasser und behandeln einmal die Paläogeophysik, für die jetzt schon genügend Material vorliegt, um eine eigene Unterabteilung für sie zu schaffen, und methodische Bemerkungen zum geophysikalisch-geologischen Kartieren.

Da die Festschrift so vieles bringt, wird sie wohl auch vielen etwas bringen.

M. Toperczer, Wien.

Herausgeber, Eigentümer und Verleger: Springer-Verlag, Wien I, Mölkerbastei 5.
Für den Inhalt verantwortlich: Prof. Dr. F. Steinhauser, Wien XIX, Hohe Warte 38.
Druck: Carl Ueberreuter, Wien IX.

Fortsetzung von der II. Umschlagseite

Die Arbeiten können in deutscher, englischer oder französischer Sprache erscheinen. Es soll ihnen eine Zusammenfassung in mindestens zwei Sprachen vorangestellt werden. Eine Zusammenfassung ist auf jeden Fall vom Verfasser mitzuliefern, ihre Übersetzungen werden nötigenfalls vom Verlag besorgt. Die Literaturhinweise erfolgen durch im laufenden Text in Klammern eingefügte Nummern, die genaue Zitate bezeichnen, die in einem Literaturverzeichnis am Ende der Arbeit zusammenzustellen sind.

Die Manuskripte sind möglichst in Maschinenschrift auf einseitig beschriebenen, fortlaufend paginierten Blättern abzufassen. Abbildungsvorlagen sind in so sauberer Wiedergabe einzusenden, daß sie entweder unverändert verwendet oder durch Zeichner des Verlages einwandfrei neu gezeichnet werden können. Die Beschriftung, die innerhalb der Zeichnung angebracht wird, ist nur mit weichem Bleistift einzutragen.

Grundsätzlich werden nur Arbeiten aufgenommen, die vorher weder im Inland noch im Ausland veröffentlicht worden sind; der Autor verpflichtet sich, diese auch nachträglich nicht anderweitig zu veröffentlichen. Mit der Annahme und Veröffentlichung des Manuskriptes geht das ausschließliche Verlagsrecht für alle Sprachen und Länder auf den Verlag über. Es ist ferner ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages nicht gestattet, photographische Vervielfältigungen, Mikrofilme u. ä. von Heften der Zeitschrift, einzelnen Beiträgen oder von Teilen daraus herzustellen. Die Autoren erhalten 75 Separata ihrer Arbeit kostenlos und können maximal weitere 125 Separata zum angemessenen Preis beziehen. Die Bestellung muß mit dem dem Fahnenabzug beigelegten Bestellzettel bei der Rücksendung der korrigierten Fahnen erfolgen.

Die Autoren erhalten eine erste Fahnenkorrektur, die sie nach erfolgter Durchsicht an den Verlag zu senden haben; eine Umbruchkorrektur wird den Autoren nicht zugestellt. Autorkorrekturen, d. h. nachträgliche Textänderungen, werden, soweit sie 10% der Satzkosten überschreiten, den Verfassern in Rechnung gestellt.

Manuskripte und Anfragen sind an einen der beiden unterzeichneten Herausgeber

Dozent Dr. W. Mörikofer
Physikalisch-meteorologisches Observatorium
Davos-Platz, Schweiz

Prof. Dr. F. Steinhauser
Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik
Wien XIX, Hohe Warte 38, Österreich

zu richten; alle geschäftlichen Mitteilungen an:

Springer-Verlag, Wien I, Mölkerbastei 5
Telephon 63 76 71 Serie. Telegrammadresse: Springerbuch Wien

Der Verlag

SPRINGER-VERLAG IN WIEN

Archiv für Meteorologie, Geophysik u. Bioklimatologie

Herausgegeben von

Dozent Dr. W. Mörikofer
Physikalisch-meteorologisches Observatorium, Davos

und

Prof. Dr. F. Steinhauser
Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik, Wien

Serie B: **Allgemeine und biologische Klimatologie**

Zuletzt erschien:

Band 8, Heft 1. (Abgeschlossen im Januar 1957.) Mit 31 Textabbildungen. 136 Seiten. 1957. S 198.—, DM 33.—, sfr. 33.80, $ 7.85

Inhaltsverzeichnis: **Untersteiner, N.** Glazial-meteorologische Untersuchungen im Karakorum. — **Dirmhirn, Inge.** Studie über die Strahlungsvorgänge auf Gletschern. — **Hoinkes, H.** Zur Bestimmung der Jahresgrenzen in mehrjährigen Schneeansammlungen. — **Eckel, O.** Zur Berechnung von Dampfdruck-Mittelwerten. — **Toperczer, M.** Ein Beitrag zur Struktur des Windes über Wien. — **Vowinckel, E.** und **H. van Loon.** Das Klima des Antarktischen Ozeans. III. Die Verteilung der Klimaelemente und ihr Zusammenhang mit der allgemeinen Zirkulation. — **Katsnelson, J.** and **S. Kotz.** On the Upper Limits of Some Measures of Variability. — **Schwabe, G. H.** Der künstliche Erdkegel als Gegenstand der experimentellen Oekologie. — Buchbesprechungen.

Zu beziehen durch Ihre Buchhandlung

Das internationale wissenschaftliche Organ der Astronautik

ASTRONAUTICA ACTA

OFFIZIELLES ORGAN DER INTERNATIONALEN ASTRONAUTISCHEN FÖDERATION

OFFICIAL JOURNAL OF THE INTERNATIONAL ASTRONAUTICAL FEDERATION

ORGANE OFFICIEL DE LA FÉDÉRATION INTERNATIONALE D'ASTRONAUTIQUE

HERAUSGEGEBEN VON / EDITORIAL BOARD / COMITÉ DES RÉDACTEURS

W. v. BRAUN-Huntsville/Ala. · A. EULA-Roma · J. M. J. KOOY-Breda
F. I. ORDWAY III-Huntsville/Ala. · E. SÄNGER-Stuttgart
K. SCHÜTTE-München · L. R. SHEPHERD-Chilton
J. STEMMER-Baden/Schweiz

SCHRIFTLEITUNG / EDITOR-IN-CHIEF / RÉDACTEUR EN CHEF
F. HECHT-Wien

Die Zeitschrift erscheint vierteljährlich (1957: 3. Jahrgang)
Jahresbezugspreis S 216.—, DM 36.—, sfr. 37.20, $ 8.60

Ab 1957 erscheinen die „Astronautica Acta" bei unverändertem Bezugspreis im beträchtlich erweiterten Umfang von 256 Seiten pro Jahr. Trotz bedeutender Kostensteigerungen in den letzten Monaten hat sich der Verlag zu dieser Maßnahme entschlossen, um dem wachsenden Bedürfnis nach Veröffentlichung der immer zahlreicher einlaufenden wichtigen Beiträge entsprechen zu können.

Mitglieder der Internationalen Astronautischen Föderation (IAF) bzw. deren Mitgliedsgesellschaften können die Zeitschrift als das Organ der IAF zu einem um 20% ermäßigten Preis beziehen

Band III, Heft 1 (1957): **Canney, H. E., Jr.,** and **F. I. Ordway III,** The Uses of Artificial Satellite Vehicles. Part II. — **Klemperer, W. B.,** and **R. M. L. Baker, Jr.,** Satellite Librations. — **Kaeppeler, H. J.,** und **G. Baumann,** Über Systeme mit chemisch reagierenden Komponenten im Gleichgewicht. — **Hecht, F.,** und **R. Patzak,** Chemische Analyse von in Tiefseesedimenten gefundenen mikroskopischen Kügelchen vermutlich kosmischen Ursprunges. — **Cremona, C. E.,** Metodo fotografico per la determinazione della resistenza aerodinamica di missili in volo. — **Ordway, F. I., III,** Project Vanguard — Earth Satellite Vehicle Program. Characteristics, Testing, Guidance, Control, and Tracking.

SPRINGER-VERLAG IN WIEN